



# Fragmentation dans les collisions centrales du système $\text{Ni} + \text{Au}$ de 32 à 90 A MeV

N. Bellaize

## ► To cite this version:

N. Bellaize. Fragmentation dans les collisions centrales du système  $\text{Ni} + \text{Au}$  de 32 à 90 A MeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen Basse-Normandie, 2000. Français. NNT: . tel-01244483

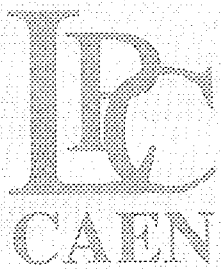
**HAL Id: tel-01244483**

**<https://theses.hal.science/tel-01244483>**

Submitted on 16 Dec 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



LABORATOIRI



FR0104982

DE  
PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

FRNC-TH-4767

Gestion INIS  
Doc. Enreg. le 24/1/2001..  
N° TRN F.Ro.10.49.8.2.

THESE

présentée par

**Mademoiselle Nathalie BELLAIZE**

et soutenue

**le 3 novembre 2000**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN**

**Spécialité : Constituants élémentaires**

(Arrêté du 30 mars 1992)

Titre :

**Fragmentation dans les collisions centrales  
du système Ni + Au de 32 à 90 A MeV**

JURY

**Directeurs de thèse : Monsieur Olivier LOPEZ  
Monsieur Jean-Pierre WIELECZKO**

**Monsieur Bernard TAMAIN  
Madame Marie-France RIVET  
Monsieur Pierre DESEQUELLES  
Monsieur Wolfgang TRAUTMANN**

**Président  
Rapporteur  
Rapporteur**

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT NATIONAL  
DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

INSTITUT DES SCIENCES DE LA MATIÈRE ET DU RAYONNEMENT

UNIVERSITÉ DE CAEN

**32 / 13**

- U.M.R.6534 -

ISMRA - 6, Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Téléphone : 02 31 45 25 00 - Télécopie : 02 31 45 25 49

Internet : <http://cncinfo.in2p3.fr>



**IN2P3**



PLEASE BE AWARE THAT  
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT  
WERE ORIGINALLY BLANK

**Université de Caen/Basse Normandie**

U.F.R. : Sciences

Ecole Doctorale SIMEM

THESE

Présentée par

**M<sup>elle</sup> Nathalie Bellaize**

Et soutenue

Le 03 Novembre 2000

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

Titre :

**Fragmentation dans les collisions centrales  
du système Ni + Au de 32 à 90 A MeV**

Jury :

Madame Marie-France RIVET  
Monsieur Pierre DESESQUELLES  
Monsieur Wolfgang TRAUTMANN  
Monsieur Bernard TAMAIN  
Monsieur Olivier LOPEZ  
Monsieur Jean-Pierre WIELECZKO

(Rapporteur)  
(Rapporteur)  
  
(Président)  
(Directeur de thèse)  
(Directeur de thèse)

## Remerciements

Et voilà, ça y est...c'est mon tour...trois ans déjà!!! Ce grand moment si lointain, si redouté mais aussi si attendu, est arrivé...

Trois ans déjà que Monsieur Bernard Tamain m'a accueillie dans son laboratoire. Merci à lui pour l'ambiance qu'il y fait régner, pour ses grandes compétences scientifiques et pédagogiques mais aussi pour ses qualités humaines...Et merci à Monsieur Jean-François Lecolley qui m'a permis de terminer ma thèse dans les meilleures conditions.

Mes remerciements vont à Marie-France Rivet pour son esprit critique, sa rigueur scientifique et son immense savoir, ainsi qu'à Pierre Désesquelles pour ses remarques judicieuses et ses critiques constructives, je les remercie tous les deux d'avoir accepté d'être rapporteur. Je tiens aussi à remercier vivement Wolfgang Trautmann qui a accepté de faire partie d'un jury de thèse en français mais aussi pour son accueil, sa disponibilité et ses conseils prodigués lors de mes séjours à G.S.I. (Darmstadt).

Je tiens à remercier Jean-Pierre Wieleczko, qui m'a initié au monde de la recherche lors de mon stage de D.E.A. puis qui a accepté de m'encadrer pour effectuer ce travail. Son esprit critique, sa rigueur et son savoir ont toujours été très enrichissants pour moi.

Merci à Olivier Lopez sans qui ce travail ne serait pas ce qu'il est. Merci pour ses connaissances scientifiques, ses compétences informatiques et son esprit pédagogique mais aussi pour son accueil, sa patience, sa disponibilité, son soutien (même pendant mon absence) et son éternelle bonne humeur! Qu'il sache que je mesure la chance que j'ai eu de travailler avec lui...

J'exprime toute ma reconnaissance à l'ensemble de la collaboration INDRA. Elle m'a permis de participer à une expérience allant de l'installation du détecteur INDRA à la prise de données, mes déplacements à G.S.I. m'ont beaucoup apporté. De plus, la collaboration INDRA est une concentration de physiciennes et physiciens extrêmement brillants et c'est une chance pour un étudiant de pouvoir les côtoyer, discuter et travailler avec eux lors de réunions régulières et animées. Merci à toutes et tous.

Evidemment, le L.P.C. est un lieu privilégié où tous les physiciens se côtoient dans la joie et la bonne humeur et peuvent travailler ensemble. Aussi je les remercie tous pour les discussions que nous avons eues au travail ou devant la machine à café : Gilles, Dominique, Daniel, Emmanuel, Jean-Claude, François, Jean, Francesca....Une mention spéciale pour Nathalie dont les conseils m'ont toujours été précieux (même lors de nos balades...).

Je n'oublie pas toute la joyeuse équipe de thésards passée et présente du laboratoire. Je commencerai par remercier mes deux premiers 'co-bureautiers': Anh Dung et Emmanuel G.D. qui ont su m'intégrer dans la collaboration mais aussi dans ce premier étage où on apprend très vite ce qu'est le travail en groupe... Merci à Nicolas pour sa gentillesse, sa disponibilité et sa rigueur, travailler avec lui a toujours été un plaisir et un enrichissement personnel. Merci à Lynda pour son éternel sourire (choukrane !), à Emmanuel S. toujours prêt à rendre service, à Jacques qui finalement ne chante pas si mal que ça, à Jean-Luc (the stellar man), à Christelle, Damien, An'So,

Cédric, Ketel, Anne, Cyril, Pierre, Cathy, Véronique, Adina, Frédéric, Marc...difficile de tous les citer !

Ma reconnaissance va également à tout le personnel du secrétariat et des services techniques (informatique, électronique, mécanique...) qui répond toujours présent dès qu'on a besoin de lui. Et merci à mes deux nounous préférées Sandrine et bien sur ... Bernadette pour qui j'ai une affection toute particulière.

Enfin, je voudrais vous remercier, vous sans qui je n'écirais pas ces mots, vous qui m'avaiet toujours soutenue et permis de faire cette thèse. Merci à vous, mes chers parents...

A Jérôme,  
A Clémence...

## *Table des matières*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
A Les collisions d'Ions Lourds . . . . .	11
B Cadre de l'étude . . . . .	13
<b>I Le multidétecteur INDRA</b>	<b>17</b>
A Description du multidétecteur INDRA . . . . .	17
A.1 Les détecteurs Phoswichs . . . . .	18
A.2 Les Chambres d'Ionisation . . . . .	18
A.3 Les détecteurs Silicium 300 $\mu$ m . . . . .	18
A.4 Les détecteurs Silicium étalons . . . . .	20
A.5 Les détecteurs Iodure de Césium . . . . .	21
A.6 Les seuils d'identification . . . . .	21
B Identification des particules . . . . .	22
B.1 Les différents codes d'identification . . . . .	22
B.1.1 Cohérence . . . . .	23
B.2 Identification . . . . .	24
B.2.1 Méthode $\Delta E-E$ . . . . .	24
B.2.2 Identification dans les scintillateurs . . . . .	26
<b>II Calibration des Iodure de Césium des couronnes 10 à 17</b>	<b>31</b>
A Relation entre la quantité de lumière et l'énergie . . . . .	31
A.1 Principe . . . . .	31
A.2 Quantité de lumière et composante Rapide-Lente . . . . .	32
A.3 Calibration en énergie . . . . .	32
A.4 Limite de la méthode . . . . .	33
B Amélioration de la méthode . . . . .	33
B.1 La production d'électrons $\delta$ . . . . .	33
B.2 Tests sur les couronnes 2 à 9 . . . . .	35
B.3 Couronnes 10 à 17 . . . . .	39
B.3.1 Identification dans les Iodure de Césium . . . . .	39
B.3.2 Calibration en énergie des Iodure de Césium . . . . .	42
B.3.3 Conclusion sur la méthode de calibration 2 . . . . .	44
C Vérification des identifications des particules et des calibrations en énergie	44

C.1	Vérification des calibrations des couronnes 10 à 17 . . . . .	45
C.1.1	La systématique de Viola . . . . .	45
C.2	Données NAUTILUS: Kr + Au 27 AMeV . . . . .	45
C.2.1	Bref rappel sur le multidétecteur NAUTILUS . . . . .	46
C.2.2	Sélection des données . . . . .	46
C.2.3	Application de la méthode . . . . .	46
C.3	Vérification des calibrations des couronnes 10 - 17 . . . . .	48
C.3.1	Données du multidétecteur INDRA . . . . .	48
C.3.2	Seuils de détection d'INDRA . . . . .	49
D	Conclusion . . . . .	50
<b>III Présentation générale des données <math>^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}</math></b>		<b>55</b>
A	Caractéristiques générales . . . . .	55
A.1	Section efficace totale de réaction . . . . .	56
A.1.1	Calcul de section efficace géométrique . . . . .	56
A.1.2	Calcul de la section efficace totale de détection . . . . .	56
A.2	Multiplicités . . . . .	57
A.3	Classes de détection . . . . .	58
A.4	Corrélation Charge du plus gros fragment-Multiplicité . . . . .	59
A.5	Corrélation Charge-Vitesse . . . . .	60
B	Complétude . . . . .	62
B.1	Pourquoi un critère de complétude? . . . . .	62
B.2	La complétude dans la réaction Ni + Au de 32 à 90 AMeV . . . . .	62
B.3	Pourquoi si peu d'événements complets? . . . . .	63
C	Présentation des variables de sélection: variables globales . . . . .	66
C.1	Variables statiques . . . . .	66
C.1.1	Multiplicités . . . . .	66
C.1.2	Somme des charges des fragments ( $Z_{bound}$ ) . . . . .	67
C.2	Variables cinématiques . . . . .	67
C.2.1	Energie transverse $E_{trans}$ . . . . .	67
C.2.2	Rapport d'isotropie en énergie . . . . .	67
C.2.3	Thrust $T_2$ . . . . .	68
C.2.4	Moments de Fox et Wolfram ( $H_2, H_4$ ) . . . . .	68
C.2.5	Vitesse relative et dispersion ( $Y_{33}$ ) . . . . .	69
C.2.6	Analyse en forme: angle de flot, sphéricité, coplanarité . . . . .	69
D	Sélection des collisions centrales . . . . .	69
D.1	Sélection avec des variables globales . . . . .	70
D.2	Sélection en multiplicité . . . . .	70
D.2.1	Tous les événements . . . . .	71
D.2.2	Événements complets . . . . .	71
D.3	Sélection en énergie transverse . . . . .	73
D.3.1	Tous les événements . . . . .	73
D.3.2	Événements complets . . . . .	76

D.4	Sélection en flot . . . . .	76
D.4.1	Tous les événements . . . . .	77
D.4.2	Événements complets . . . . .	80
E	Conclusions . . . . .	82
<b>IV</b>	<b>Sélection des données : Analyse en Composantes Principales</b>	<b>85</b>
A	Analyse en Composantes Principales (A.C.P.) . . . . .	85
A.1	Pourquoi? . . . . .	85
A.2	L'A.C.P. . . . .	86
A.3	Les observables utilisées pour l'A.C.P. . . . .	87
A.3.1	Pourquoi utiliser des variables globales? . . . . .	87
A.3.2	Observables utilisées pour l'A.C.P. . . . .	87
B	Application de l'A.C.P. au système Xe + Sn à 50 AMeV . . . . .	88
B.1	Projection dans le plan principal . . . . .	88
B.1.1	Différentes classes d'événements . . . . .	89
B.1.2	Interprétation des plans principaux . . . . .	93
B.2	Affinement de la sélection . . . . .	97
B.2.1	Isolement des événements candidats aux collisions centrales	97
B.2.2	Deuxième A.C.P. . . . .	97
B.3	Variable de sélection : abscisse curviligne . . . . .	98
B.3.1	Effet Guttman . . . . .	98
B.3.2	Définition de l'abscisse curviligne . . . . .	98
B.4	Les événements les plus violents . . . . .	99
B.4.1	Sélection suivant la géodésique $g$ . . . . .	99
B.4.2	Caractéristiques des collisions les plus dissipatives . . . . .	101
B.4.3	Comparaison avec les événements source unique . . . . .	103
B.4.4	Corrélations entre les variables primaires et les variables de sélection . . . . .	106
B.5	Conclusion sur la méthode de sélection . . . . .	107
C	Sélection des collisions les plus violentes dans les réactions Ni + Au de 32 à 90 AMeV . . . . .	108
C.1	Première A.C.P. . . . .	108
C.2	Ni + Au à 52 AMeV : deuxième A.C.P. . . . .	114
C.2.1	Caractéristiques globales des événements . . . . .	115
C.2.2	Corrélations entre les variables . . . . .	115
C.2.3	Sélection des événements les plus violents . . . . .	116
C.2.4	Evolution des événements pour les collisions les plus violentes	117
C.3	Ni + Au à 90 AMeV : deuxième A.C.P. . . . .	119
C.3.1	Projection des événements . . . . .	119
C.3.2	Sélection des collisions les plus dissipatives . . . . .	119
C.4	Ni + Au à 32 AMeV : deuxième A.C.P. . . . .	120
C.4.1	Caractéristiques globales des événements . . . . .	121
C.4.2	Sélection des événements . . . . .	122

	C.4.3	Caractéristiques des collisions les plus violentes . . . . .	123	
D	Conclusions . . . . .		124	
<b>V</b>	<b>Analyse des collisions les plus violentes</b>		<b>131</b>	
A	Mise en évidence de deux mécanismes de désexcitation . . . . .		131	
	A.1	Ni + Au à 52 AMeV . . . . .	131	
	A.2	Ni + Au à 32 AMeV . . . . .	134	
	A.3	Ni + Au à 90 AMeV . . . . .	136	
	A.4	Conclusions . . . . .	138	
B	Mode de désexcitation entre 32 AMeV et 52 AMeV . . . . .		138	
	B.1	Mécanisme de désexcitation . . . . .	138	
		B.1.1	Distribution de charge . . . . .	138
		B.1.2	Distribution de charge dans le centre de masse . . . . .	139
		B.1.3	Spectres d'énergie cinétique dans le centre de masse . . . . .	140
		B.1.4	Influence du calcul de la vitesse d'entraînement de la source	143
	B.2	Evaluation du pré-équilibre . . . . .	148	
	B.3	Calorimétrie . . . . .	151	
	B.4	Conclusion . . . . .	155	
C	Mode de désexcitation entre 52 AMeV et 90 AMeV . . . . .		155	
	C.1	Distribution de charge . . . . .	155	
	C.2	Calcul du centre de masse . . . . .	155	
		C.2.1	Distribution de charge en fonction du domaine angulaire d'émission dans le centre de masse . . . . .	157
	C.3	Dépendance angulaire des spectres d'énergie dans le centre de masse	159	
	C.4	Variables de forme . . . . .	159	
	C.5	Evaluation du pré-équilibre . . . . .	162	
	C.6	Calorimétrie . . . . .	163	
		C.6.1	Comparaison des deux mécanismes à 52 AMeV . . . . .	165
D	Conclusion globale . . . . .		166	
<b>VI</b>	<b>Analyse des données de multifragmentation</b>		<b>169</b>	
A	Influence du dispositif expérimental . . . . .		169	
	A.1	Effet du dispositif expérimental . . . . .	170	
	A.2	Domaine angulaire optimal de détection des fragments . . . . .	174	
B	Comparaison avec SMM . . . . .		175	
	B.1	Détermination des paramètres d'entrée de SMM . . . . .	176	
		B.1.1	Comparaison des variables statiques à 52 AMeV . . . . .	176
		B.1.2	Comparaison des variables statiques à 90 AMeV . . . . .	176
		B.1.3	Comparaison à 52 AMeV sur les variables cinématiques . . . . .	179
		B.1.4	Comparaison des variables cinématiques à 90 AMeV . . . . .	181
	B.2	Conclusions concernant la comparaison des données expérimentales et du modèle SMM . . . . .	183	
C	Comparaison avec Xe + Sn à 50 AMeV . . . . .		185	

C.1	Comparaison à même énergie incidente par nucléon . . . . .	185
C.2	Comparaison entre Ni + Au à 90 AMeV et Xe + Sn à 50 AMeV . .	187
C.3	Comparaison entre Ni + Au à 52 AMeV et 90 AMeV . . . . .	190
D	Conclusions globales concernant les comparaisons . . . . .	193
<b>Conclusion</b>		<b>197</b>
<b>A Tenseur de forme de l'évènement</b>		<b>205</b>
<b>B Analyse multidimensionnelle</b>		<b>207</b>
A	Généralités . . . . .	207
A.1	Principe . . . . .	207
A.2	Quelques définitions . . . . .	208
A.2.1	Mesure de corrélation . . . . .	208
A.2.2	Espace de Hilbert . . . . .	209
A.3	Méthode . . . . .	209
A.3.1	Matrice de variance-covariance . . . . .	209
B	L'analyse en composantes principales . . . . .	210
B.1	Principe . . . . .	210
B.2	Méthode . . . . .	210
B.2.1	Axes propres . . . . .	210
B.2.2	Composantes principales . . . . .	211
C	Exemple . . . . .	211

# *Introduction*

# Introduction

## A Les collisions d'Ions Lourds

La détermination de l'équation d'état de la matière nucléaire est l'un des principaux buts des analyses menées sur les noyaux chauds [SURAUD90], [BONCHE85]. En effet, les collisions entre noyaux sont l'un des moyens de perturber fortement un système nucléaire et de l'amener loin de son état d'équilibre. L'étude des modes de désintégration des noyaux chauds ainsi formés permet de progresser sur la compréhension du comportement de la matière nucléaire et d'en extraire les propriétés fondamentales.

Les noyaux chauds formés lors des collisions d'Ions Lourds se dés excitent de diverses façons selon l'énergie déposée dans le système nucléaire lors de la réaction. Les premières études se sont effectuées à basse énergie incidente ( $\leq 20$  A MeV). Les noyaux chauds emmagasinent de l'énergie interne, que nous appelons énergie d'excitation, celle-ci étant relativement faible. Ces noyaux formés par fusion ou transfert très inelastique se dés excitent alors soit par la cassure de système en deux : la fission, soit par émission séquentielle de particules et fragments légers : l'évaporation [STOKSTAD84]. Ces processus longuement étudiés, entrent en compétition lors des collisions [DURAND93] et sont bien compris par une description statistique (émission binaires séquentielles à densité normale [WEISSKOPF37], [HAUSER52], [MORETTO75]).

Avec l'avènement d'accélérateurs plus puissant dans les années 70-80, les énergies de bombardement ont pu être augmentées ( $\leq 100$  A MeV). Les noyaux chauds ainsi produits accèdent alors à une nouvelle voie de désintégration qui a pu être mise en évidence [BIZARD93], [KREUTZ93]: la multifragmentation dont la définition est la production d'au moins trois fragments de masse intermédiaire ( $Z \geq 3$ ). Le seuil d'apparition en énergie d'excitation de ce processus est de l'ordre de 3 A MeV où l'émission des fragments est séquentielle [BOUGAULT88]. Plus l'énergie d'excitation augmente, plus les émissions de fragments se rapprochent dans le temps [LOUVEL93] jusqu'à devenir simultanées quand l'énergie d'excitation est de l'ordre de 5 A MeV [LOPEZ93], [LOUVEL94]. Une énergie d'excitation supérieure ou égale à l'énergie de liaison peut alors être atteinte [MARIE97]. Parallèlement à l'augmentation de l'énergie d'excitation, on observe une augmentation du nombre de fragments produits [TRAUTMANN91].

La dernière voie de désintégration accessible sous forme de nucléons est la vaporisation, qui apparaît pour des énergies d'excitation de l'ordre de 10 A MeV. La brisure simultanée du système s'effectue uniquement sous la forme de particules légères ( $Z \leq 2$ ) [BACRI95], [RIVET96], [BORDERIE96].

La multifragmentation suscite beaucoup d'investigations tant au niveau expérimental que théorique [MORETTO93]. En effet, ce processus observé sur une large gamme en énergie d'excitation est assimilable à une transition de phase où le système nucléaire passerait d'un état liquide (noyau) à un état gazeux (nucléons), la multifragmentation étant la phase de coexistence entre ces deux états.

D'un point de vue théorique, ce processus de désintégration se présente suivant deux approches : l'une "statistique", l'autre "dynamique". Un processus statistique est un processus dépendant de l'espace de phase disponible, c'est-à-dire que la probabilité de transition vers un état donné ne dépend que de la densité d'états finals disponibles. En d'autres termes il ne dépend que de quelques variables d'états (température, énergie, pression...), ce qui implique un équilibre thermodynamique du système. Le chemin suivi par le système avant ce régime d'équilibre n'importe pas. Différents modèles traitent cette hypothèse : le modèle de Berlin (MMC) [GROSS90] et le modèle de Copenhague (SMM) [BONDORF95]. Une approche dynamique du processus privilégie l'aspect collisionnel de la réaction. Les modèles décrivant les collisions diffèrent selon l'énergie incidente. Nous citerons les modèles usuellement utilisés : à basse énergie, ce sont des modèles de type champ moyen (TDHF) [BONCHE85]. Aux énergies intermédiaires l'introduction des collisions nucléon-nucléon dans le processus conduit à des modèles de transport basés sur l'équation de Vlasov [BONASERA91], de Boltzmann (BUU, BNV), de Boltzmann-Langevin [GUARNERA96], [FRANKLAND98]. L'introduction de la dynamique à N corps est traitée dans une approche de dynamique moléculaire (QMD) [AICHELIN91], [FELDMEIER97]. Cependant à ce jour, aucune théorie ne permet de décrire dans son intégralité le processus de multifragmentation aux énergies intermédiaires. A plus haute énergie de bombardement, les collisions nucléon-nucléon (prédominantes) sont décrites dans des modèles de cascades intranucléaires [CUGNON83].

D'un point de vue expérimental, l'étude de ces divers mécanismes requiert des outils appropriés de détection. En effet, une détection quasi complète des produits de réaction est nécessaire pour caractériser les collisions, notamment les plus violentes. C'est pourquoi des multidétecteurs ont été construits afin de collecter une information maximale. Une première génération de tels outils a permis la mise en évidence de la multifragmentation : AMPHORA [DRAIN89], MINIBALL [SOUZA90], MULTICS [IORI93], NAUTILUS [BOUGAULT87] [PEGHAIRE90]. Ces détecteurs couvrent tout l'espace géométrique, ils sont d'ailleurs appelés détecteurs  $4\pi$  pour cette raison et permettent d'avoir une grande efficacité de détection des produits émis. Cependant, les limitations techniques de ces détecteurs (seuils élevés, faible résolution en identification...) ont conduit à construire une seconde génération de multidétecteurs dont l'objectif consiste à étudier plus précisément les collisions d'ions lourds grâce à de grandes capacités en identification en charge et masse avec



de faibles seuils de détection, le tout sur une large gamme d'énergie: ALADIN [LYNEN94], CHIMERA [AIELLO95], FOPI [GOBBI93], INDRA [POUTHAS95], ISIS [KWIATKWOSKI95].

## B Cadre de l'étude

Des études antérieures ont montré que les collisions centrales  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 32 et 50 AMeV conduisent à un système où l'énergie d'expansion et la dissipation d'énergie sont importantes [MARIE95], [SALOU97], [LE FEVRE97], [NGUYEN98], [LE NEINDRE99]. En effet, l'analyse des énergies cinétiques moyennes des fragments émis dans les collisions centrales du système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  a mis en évidence une composante collective d'énergie d'expansion des fragments. L'amplitude de ce mouvement n'est pas compatible avec une expansion purement thermique mais indique plutôt un effet mécanique dû à la phase de compression initiale du système [RIVET99].

La présente étude se propose donc de continuer le programme de recherche développé lors de l'analyse du système symétrique  $\text{Xe-Sn}$  avec le multidétecteur INDRA. En effet, le système asymétrique  $\text{Ni-Au}$  présentent un même nombre total de nucléons que le système précédemment cité. La comparaison des deux systèmes peut donc apporter des informations quant à la dynamique de la voie d'entrée et son intervention dans les modes de désintégration, notamment la multifragmentation.

Les premier et deuxième chapitres de ce mémoire présenteront les principales caractéristiques du multidétecteur INDRA, ainsi qu'une partie de la calibration de celui-ci. Dans le troisième chapitre seront exposées dans leur globalité les données expérimentales relatives à notre étude, à savoir celles issues des collisions  $\text{Ni} + \text{Au}$  de 32 à 90 AMeV, réalisées lors de la deuxième campagne de prises de données au GANIL en 1994.

De l'ensemble de ces collisions, nous extraierons les collisions où le dépôt en énergie est maximal puisque ce sont pour celles-ci que la désexcitation peut conduire à la multifragmentation du système. Le quatrième chapitre présente la méthode employée pour isoler ces collisions, à savoir une procédure issue d'une analyse multidimensionnelle: l'Analyse en Composante Principales (A.C.P.).

Une fois les réactions isolées, nous mettrons en évidence deux mécanismes de désintégration d'une source unique pour les réactions les plus violentes du système sur toute la gamme en énergie incidente (de 32 à 90 AMeV) dans le cinquième chapitre.

Enfin, le dernier chapitre sera consacré à la comparaison du lots d'événements sélectionnés avec les prédictions d'un code statistique afin d'extraire des quantités liées aux caractéristique de la source ainsi qu'une comparaison avec le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  pour évaluer l'effet d'asymétrie en masse de la voie d'entrée sur les événements de multifragmentation.

## *Le multidétecteur INDRA*

# Chapitre I

## Le multidétecteur INDRA

Le détecteur INDRA (Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrues) a été conçu pour l'étude de la formation et de la désexcitation des noyaux chauds formés lors de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (entre 20 AMeV et 150 AMeV). En effet, ces études nécessitent un dispositif expérimental de grande couverture spatiale et une bonne résolution de détection en charge et en énergie afin d'obtenir une information maximale sur les réactions. INDRA permet la détection en numéro atomique jusqu'à l'Au ( $Z = 79$ ) et en masse pour les isotopes de l'Hydrogène, de l'Hélium, du Lithium et du Béryllium ( $Z < 5$ ). C'est un détecteur  $4\pi$  (environ 90%) ayant une très bonne granularité et un taux typique de détection multiple dans un même détecteur compris entre 5% et 10 %.

Dans ce qui suit, nous allons détailler les caractéristiques de ce multidétecteur.

### A Description du multidétecteur INDRA

INDRA est un assemblage de 17 couronnes réparties autour de l'axe du faisceau et divisées en un nombre variable de télescopes à deux ou trois étages (8,12,16 et 24), constituant 336 modules de détection indépendants (figures I.1 et I.2).

Les 336 modules étaient répartis ainsi lors de la deuxième campagne de mesure effectuée au GANIL en 1994, suivant l'angle polaire  $\theta$  par rapport à l'axe du faisceau :

- entre  $2^\circ$  et  $3^\circ$  : la couronne 1 est composée de 12 détecteurs plastiques phoswichs (NE115/NE102) couplés à des photomultiplicateurs (PM).
- entre  $3^\circ$  et  $45^\circ$  : les couronnes 2 à 9 sont constituées de télescopes à 3 étages de détection : le premier étage est couvert par des chambres d'ionisation (ChIo), le deuxième par des détecteurs Silicium (Si) et le troisième par des détecteurs scintillants à Iodure de Césium (CsI) dopés au Thallium (suivis de PM).
- entre  $45^\circ$  et  $176^\circ$  : les couronnes 10 à 17 sont constituées de télescopes à 2 étages : ChIo et CsI (suivis de PM).

Nous allons maintenant détailler les principales caractéristiques de ces détecteurs. Pour

de plus amples informations sur le dispositif expérimental, on peut se reporter à différents articles et thèses déjà parus dont notamment [COPINET90], [POUTHAS95], [POUTHAS96].

## A.1 Les détecteurs Phoswichs

Chaque détecteur Phoswich est l'assemblage de 2 scintillateurs plastiques (NE102 et NE115) ( voir figure I.3), [STECKMEYER95]. Ils peuvent supporter de forts taux de comptage (de l'ordre de 1500 coups par seconde), rencontrés pour les angles avants.

Lorsqu'une particule chargée traverse les scintillateurs, certains niveaux moléculaires sont excités, ceux-ci se dés excitent alors par émission de rayonnement lumineux dont l'intensité dépend de l'énergie et de la nature de la particule. Les signaux lumineux des 2 scintillateurs dont les constantes de temps sont très différentes (2,4 ns et 320 ns), permettent alors de l'identifier selon la méthode de discrimination de forme du signal (qui sera détaillée dans le paragraphe B.2.2). Le défaut principal des Phoswichs est leur faible production d'électrons qui induit une résolution en énergie de l'ordre de 5% à 10% suivant la particule.

## A.2 Les Chambres d'Ionisation

Les 96 chambres d'ionisation d'INDRA forment le premier étage des télescopes de détection entre  $3^\circ$  et  $176^\circ$ . Chacune d'elle est constituée d'une cellule de gaz de 5 cm d'épaisseur et de 2 feuilles de mylar de  $2,5\mu\text{m}$  d'épaisseur. La circulation du gaz ( $\text{C}_3\text{F}_8$ ) ainsi que la cathode, sont communes à plusieurs couronnes (2/3, 4/5, 6/7, 8/9, 10/12, 13/17). Par contre, chacune possède sa propre anode et sa propre chaîne de détection, figure I.4. La faible pression, 30 mbar pour les couronnes 2 à 7 et 50 mbar pour les couronnes 8 à 17, permet d'obtenir un seuil d'identification relativement bas pour les fragments, de l'ordre de 1 AMeV. Afin de limiter le bruit dû aux électrons émis lors de l'interaction des ions lourds avec la cible, il faut porter cette dernière à une haute tension positive (environ 30kV).

## A.3 Les détecteurs Silicium $300\mu\text{m}$

Pour les couronnes 2 à 9, le second étage de détection est constitué de Silicium puisque c'est dans ce domaine angulaire ( $3^\circ$  à  $45^\circ$ ) qu'est attendue une grande partie des ions lourds. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne résolution en énergie ainsi qu'une bonne granularité. Pour une chambre d'ionisation, 3 ou 4 détecteurs Silicium sont regroupés à la sortie de celle-ci avec une zone morte de 7 mm à leur périphérie, figure I.2.

En association avec les ChIos ou les CsI, ils permettent l'identification en charge des ions lourds et des particules légères lentes [BENLLIURE95].

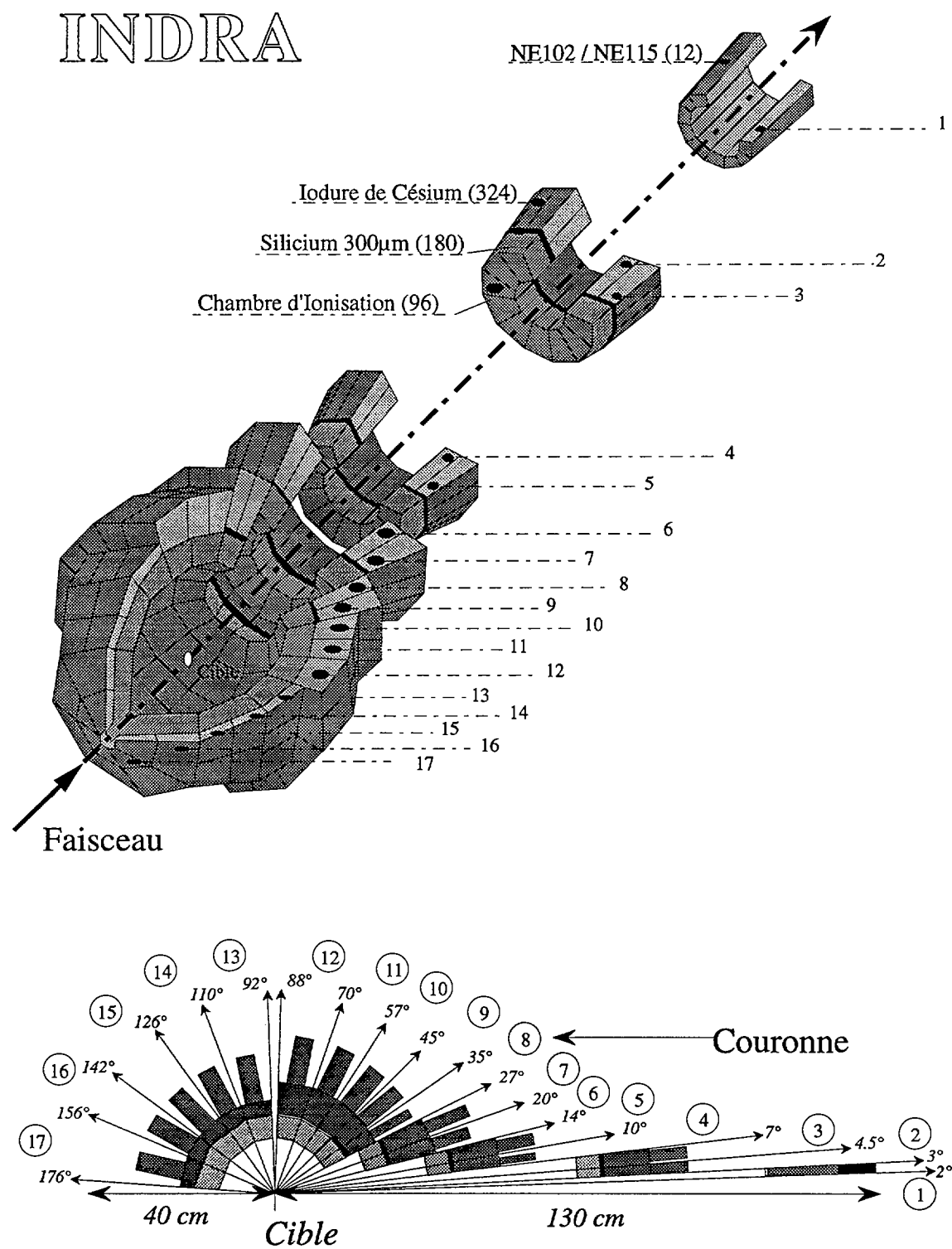
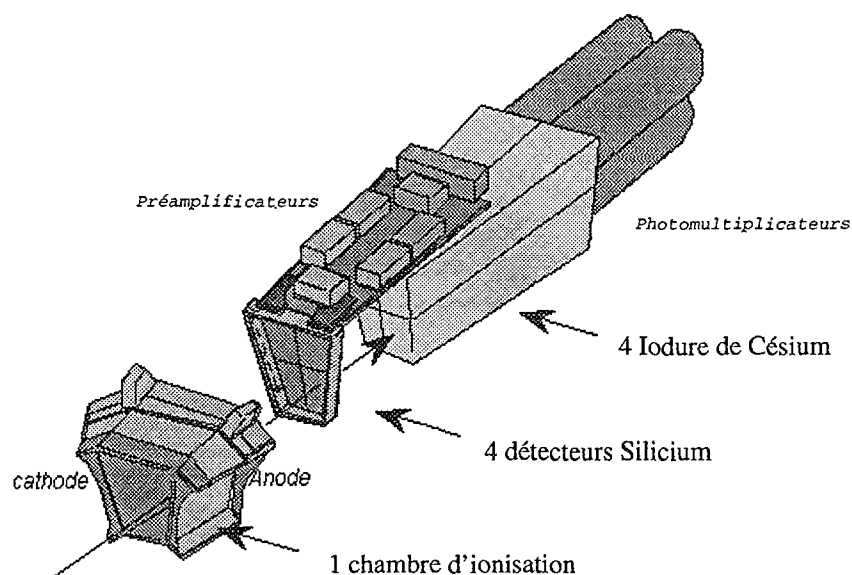
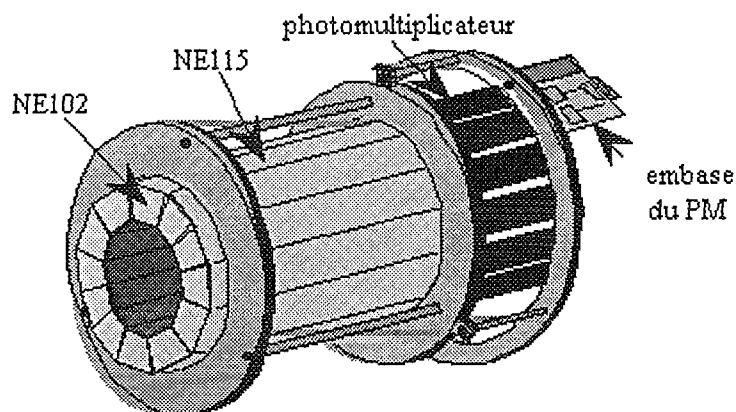


Figure I.1: Le multidétecteur INDRA

Figure I.2: *Un module d'INDRA*Figure I.3: *Détecteur Phoswich de la première couronne*

#### A.4 Les détecteurs Silicium étalons

Pour les couronnes 10 à 17, deux détecteurs Silicium ont été installés sur chaque couronne : un silicium d'épaisseur  $80\mu$  et un silicium d'épaisseur 2mm dopé au Lithium. Ceux-ci permettent alors l'étalonnage des Iodures de Césium pour les particules légères [PARLOG96]. En effet, dans ce domaine angulaire peu de fragments peuvent atteindre les CsI des couronnes arrières en ayant traversé les 2 Siliciums étalons car ils doivent alors avoir une énergie d'environ 20 AMeV (voir paragraphe A.1 du chapitre II).

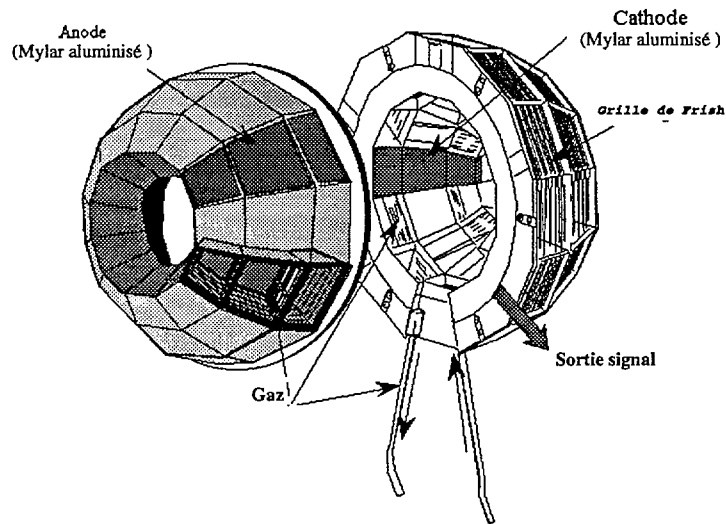


Figure I.4: Les Chambres d'Ionisation des couronnes 8 - 12

## A.5 Les détecteurs Iodure de Césium

Les cristaux de Iodure de Césium (CsI) forment le dernier étage des modules de détection. L'épaisseur des CsI est variable selon les énergies maximales des protons attendues dans les réactions. Ils sont donc plus épais aux angles avant qu'aux angles arrière (tableau I.1). Lors du passage d'une particule, la quantité de lumière ainsi que la forme du signal obtenu, dépendent de la nature et de l'énergie de celle-ci. Cela permet donc l'identification en charge, et en masse pour les particules légères (jusqu'à  $Z \leq 5$ ), nous y reviendrons plus en détail dans le paragraphe B.2.2.

couronne	2 à 5	6 et 7	8 et 9	10 et 11	12	13	14 à 17
épaisseur totale (cm)	13.8	9.7	9.0	7.6	4.8	6.0	5.0
$E_{max}$ proton (MeV)	237	192	183	166	126	144	129
$E_{max}$ alpha (MeV)	948	766	733	664	504	577	517

TAB. I.1 - Caractéristiques des CsI

## A.6 Les seuils d'identification

INDRA permet de mesurer les particules sur une très large gamme en énergie (de quelques MeV à quelques GeV), le seuil de détection est d'environ 1 AMeV, [METIVIER95]. Le tableau I.2 résume ces différents seuils d'identification.

Les Chambres d'Ionisation permettent d'obtenir des seuils très faibles de détection pour les fragments. La séparation isotopique des particules légères dans les CsI n'est possible

Combinaison de détecteurs	angle polaire couvert	Energie particules légères (AMeV)	Energie fragments (AMeV)
Phoswichs	2° à 3°	$6 \leq E_p \leq 200$	de $6 \leq E/A$ pour $Z=1$ à $23 \leq E/A$ pour $Z=36$
ChIo + Si	3° à 45°		$0.8 \leq E/A \leq 5$
Si + CsI	3° à 45°	$6 \leq E_p \leq 50$	$E/A \geq 15$
ChIo + CsI	45° à 176°		$E/A \geq 0,8$
CsI(Rap-Lent)	3° à 176°	$10 \leq E_p \leq 100$ à 200	

TAB. I.2 - *Domaine d'identification d'INDRA*

qu'à partir d'une énergie supérieure ou égale à 6 AMeV.

## B Identification des particules

### B.1 Les différents codes d'identification

Selon le détecteur dans lequel s'arrête la particule, l'identification de celle-ci diffère. La figure I.5 représente les différentes possibilités qui sont répertoriées par code :

- Le code 1 correspond à une identification neutron ou gamma. Il n'y a pas alors de calibration correspondante.
- Le code 2 correspond aux identifications dans les CsI (matrice rapide-lent) des particules légères ( $Z \leq 4$ ).
- Le code 3 correspond aux identifications dans les étages Si-CsI des fragments  $Z \geq 4$ .
- Le code 4 correspond aux identifications dans la Chio couplée soit au Silicium (couronne 2 à 9), soit au CsI (couronne 10 à 17).
- Le code 5 correspondent aux fragments présents dans la zone de Bragg et on a alors une sous-estimation de la charge réelle de l'ion ( $Z_{min}$ ).
- Les codes 6 à 8 correspondent à une particule créée par cohérence (voir le paragraphe suivant). L'erreur sur la charge peut être importante mais il est alors difficile de l'évaluer.
- Le code 9 correspond à un fragment s'arrêtant dans le premier étage des phoswichs (NE115) ou à l'entrée des CsI. On a alors une mauvaise discrimination en charge.
- Le code 10 correspond à de mauvaises identifications (entre les lignes de crête).

Les codes 2 à 4 ne présentent aucune ambiguïté quant à l'identification. C'est pourquoi toutes les analyses présentées par la suite seront basées sur ceux-ci. Les autres codes permettent de valider la cohérence de la détection, ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant, mais ne seront pas utilisés par la suite.



## LES DIFFERENTS CODES D'IDENTIFICATION INDRA

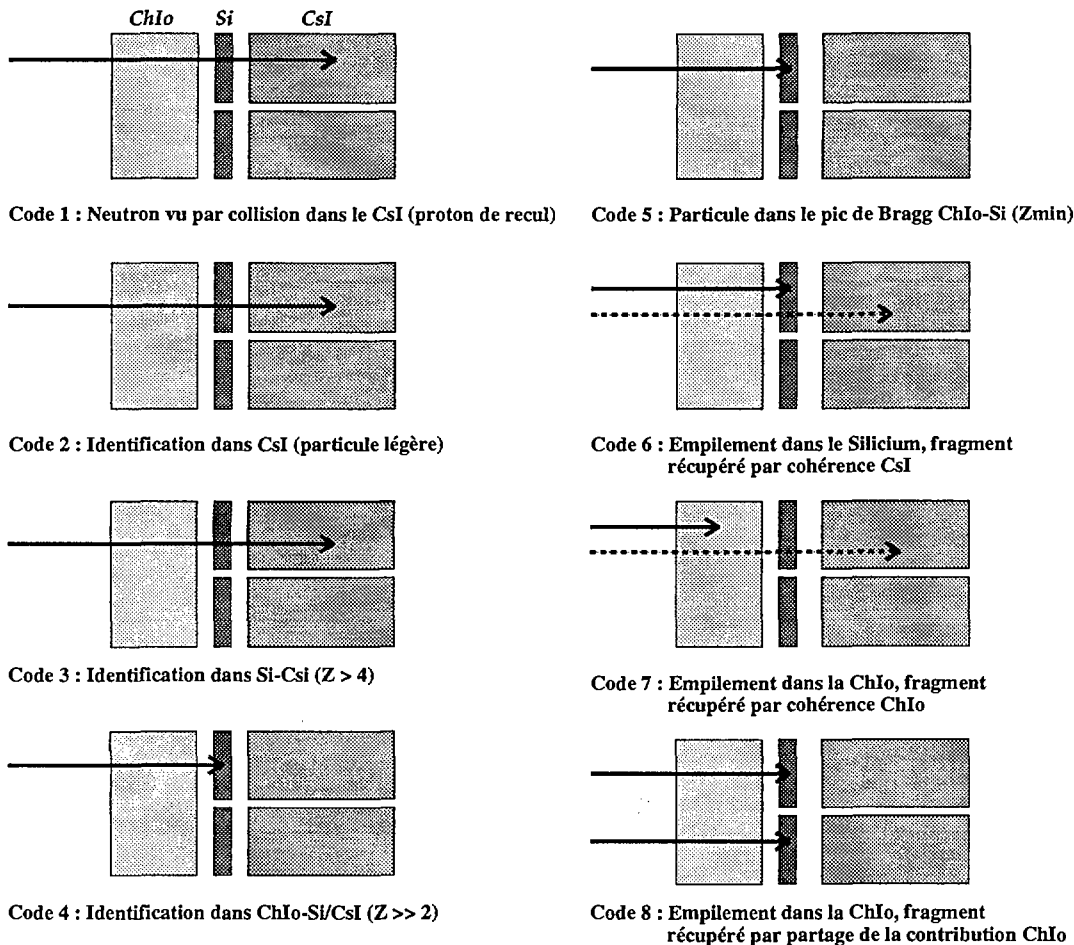


Figure I.5: Tableau des codes d'identification INDRA

### B.1.1 Cohérence

Quand une particule est identifiée dans les étages Silicium-Iodure de Césium, la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation doit être compatible avec la charge mesurée dans les derniers étages de détection. Si ce n'est pas le cas, il y a un empilement de deux particules dans la même chambre d'ionisation. Une particule est alors déduite par cohérence de l'étage correspondant (ChIo - Si).

Comme à chaque campagne de mesure, nous avons vérifié la cohérence des résultats des 3 étages de détection (pour le domaine angulaire entre 3 et 45°) de la seconde campagne ayant eu lieu en 1994. C'est-à-dire que pour toutes les particules détectées dans l'étage Si - CsI, nous avons vérifié que les pertes dans les étages inférieurs au CsI sont en accord avec la détection effectuée. La comparaison des cartes  $\Delta E$ -E (voir paragraphe suivant) dans les différents étages doit permettre de retrouver les mêmes valeurs moyennes des énergies

perdues dans les différents étages, voir figure I.6. Dans le cas contraire, on est donc en présence de 2 particules dans le même détecteur (double comptage) et par soustraction des deux contributions, on obtient la perte d'énergie de la seconde particule. Deux cas sont alors possible: soit il y a empilement dans le Silicium et il est impossible d'obtenir la contribution ChIo (une séparation arbitraire du signal Silicium est faite); soit il y a empilement dans la ChIo et la contribution ChIo des deux particules incidentes peut être obtenue (voir le tableau I.5).

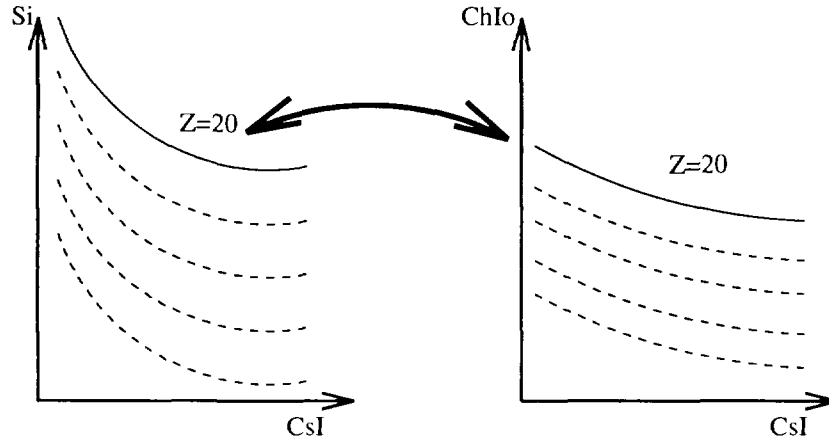


Figure I.6: *Comparaison des différentes cartes de pertes d'énergie dans les étages du télescope de détection.*

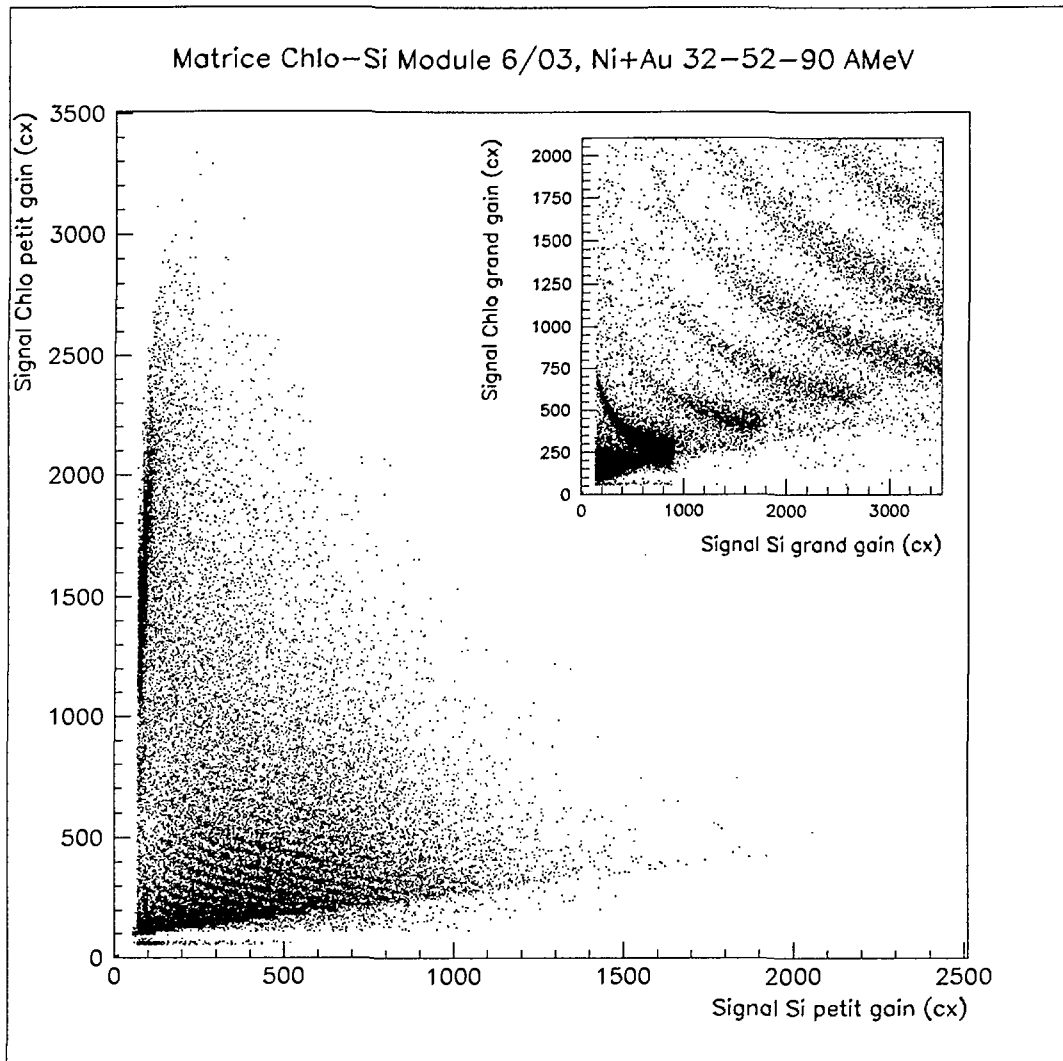
## B.2 Identification

Il existe deux méthodes d'identification des particules dans le multidétecteur INDRA : l'utilisation de la perte d'énergie dans deux étages (méthode  $\Delta E$ -E) ou la quantité de lumière émise par les scintillateurs (discrimination de forme).

### B.2.1 Méthode $\Delta E$ -E

Une particule laissant une partie de son énergie dans un détecteur et s'arrêtant dans l'étage suivant peut être identifiée grâce à la formule de Bethe qui caractérise la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière [BETHE30]:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx C_1 \frac{AZ^2}{E} \log \frac{C_2 E}{A} \quad (I.1)$$

Figure I.7: *Matrice d'identification ChIo - Si*

$\Delta E$  est la perte d'énergie dans le détecteur.

$E$  est l'énergie incidente de la particule.

$Z$  et  $A$  sont les charge et masse de la particule.

$\Delta x$  est l'épaisseur du détecteur.

$C_1$  et  $C_2$  sont des constantes dépendant du matériau stoppeur.

Connaissant sa perte d'énergie et son énergie incidente, la charge et la masse d'une particule traversant un matériau peuvent être déduites. En représentant sur un diagramme bidimensionnel  $E = f(\Delta E)$  pour chaque valeur de la charge, on obtiendra une hyperbole caractéristique en  $\Delta E \approx \frac{1}{E}$  si on néglige le terme relativiste (terme logarithmique). Cette courbe est appelée par la suite "ligne de  $Z$ ". Les figures I.7 et I.8 présentent les matrices d'identification dans les télescopes Chambres d'Ionisation - Iodure de Césium et Silicium -

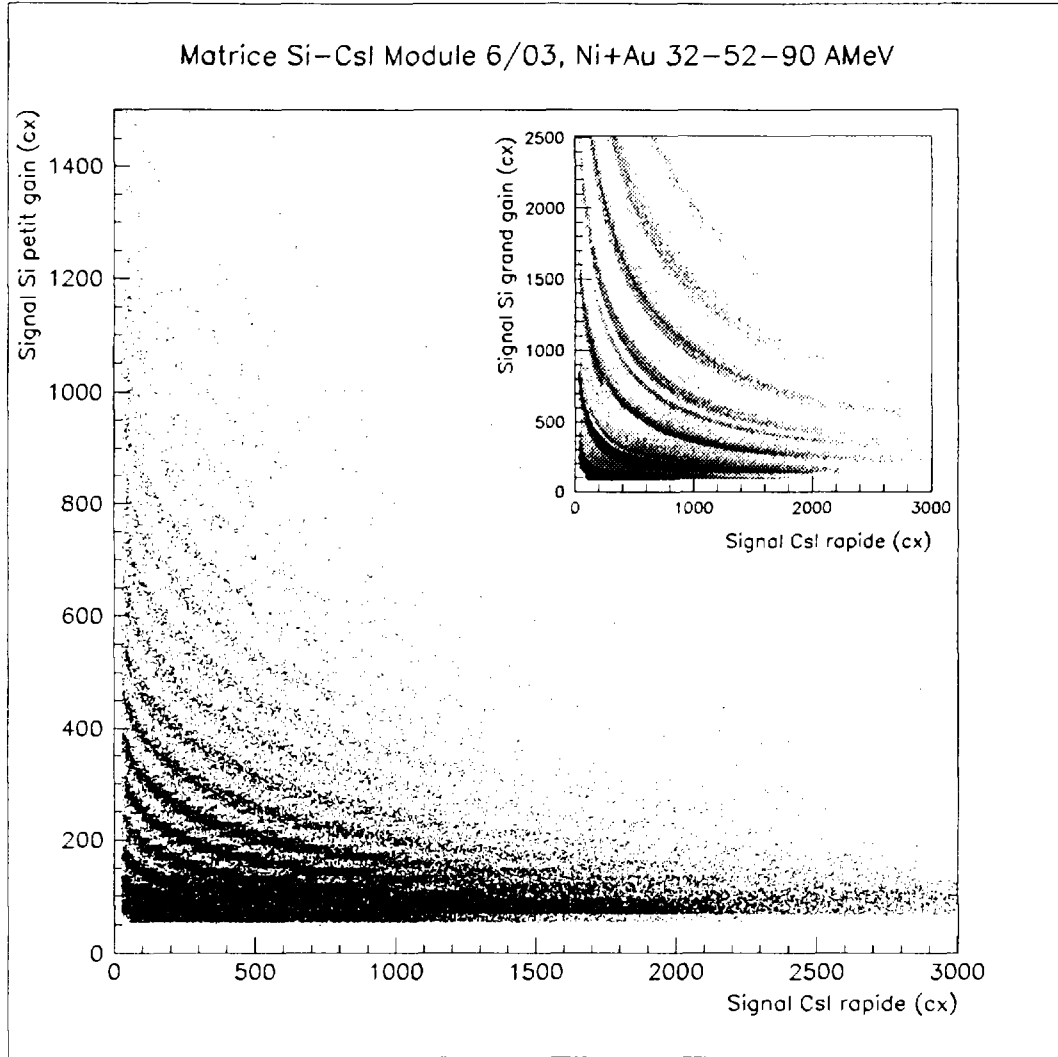


Figure I.8: *Matrice d'identification Si - CsI*

Iodure de Césium respectivement.

### B.2.2 Identification dans les scintillateurs

Lors du passage d'une particule dans un scintillateur, celle-ci excite ses niveaux moléculaires. La désexcitation de ces niveaux se traduit par l'émission d'une radiation lumineuse. Dans le cas des CsI (comme dans celui des Phoswichs), cette dernière possède deux constantes de temps différentes correspondant à deux niveaux moléculaires. La quantité de lumière produite  $h(t)$  est alors décrite par deux composantes exponentielles :

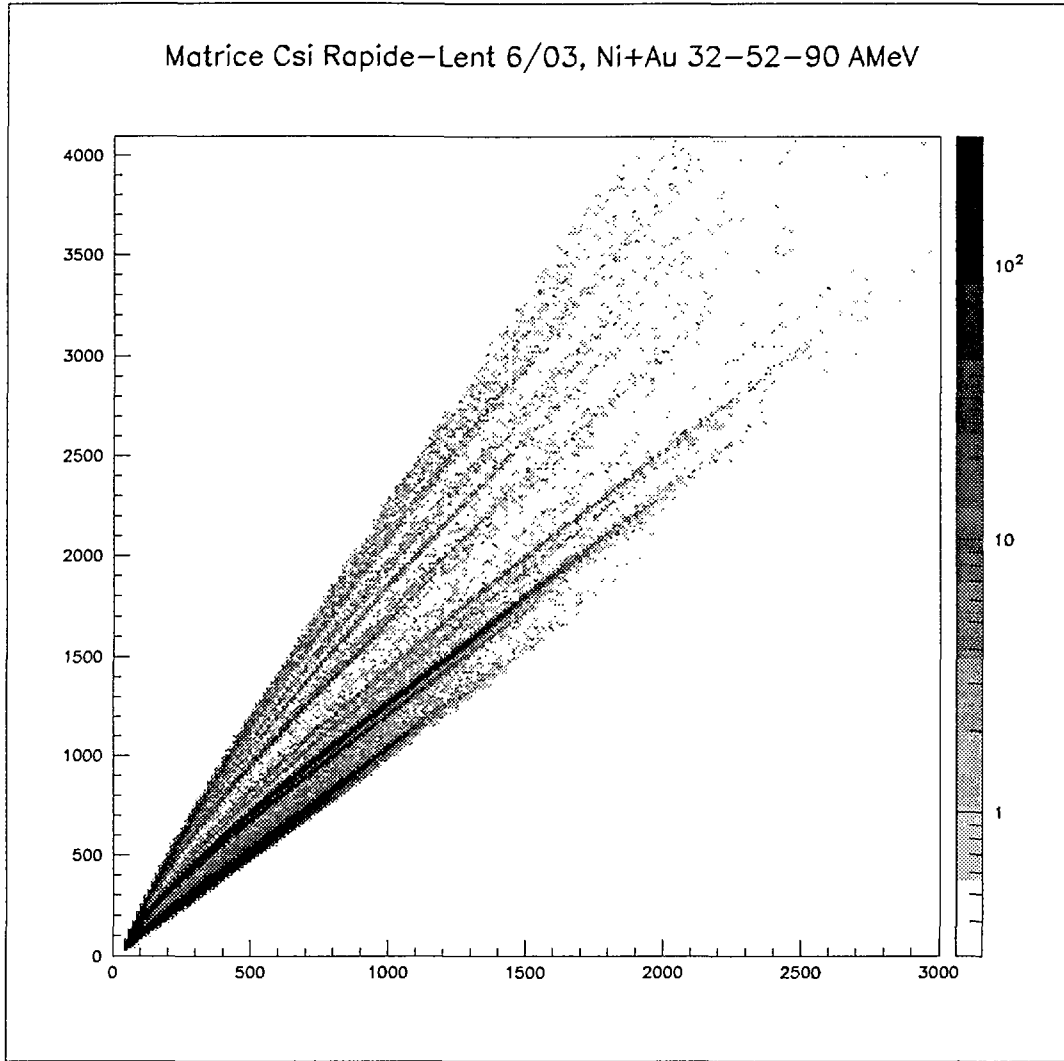


Figure I.9: *Matrice d'identification CsI(rap) - CsI(lent)*

$$h(t) = h_1 \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + h_2 \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \quad (\text{I.2})$$

où  $\tau_i$  est la durée de vie et  $h_i$  l'intensité du niveau  $i$  ( $\tau_1 = 0,4 - 0,7 \mu s$ ,  $\tau_2 = 7 \mu s$ ).

Le signal total est la somme de ces deux composantes. L'identification des particules s'effectue alors par discrimination de forme de ce signal en l'intégrant sur deux fenêtres en temps, la première entre 0 et 390 ns est appelé fenêtre "rapide", la seconde entre 1590 ns et 3090 ns est appelée fenêtre "lente", comme le montre la figure I.10.

On peut alors identifier en charge et en masse les particules et fragments en utilisant une matrice d'identification (CsI(lent), CsI(rapide)) (figure I.9).

Dans le chapitre suivant, nous nous attacherons à détailler la calibration des Iodures

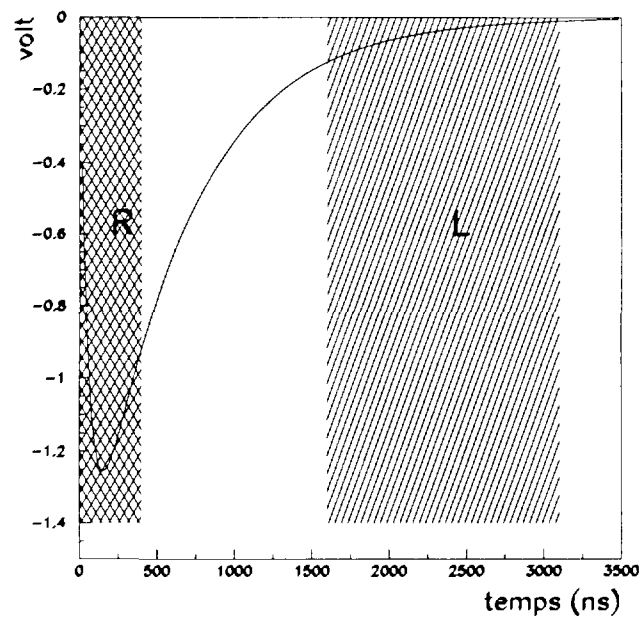


Figure I.10: *Signal typique délivré par un Csi couplé à un photomultiplicateur. La zone quadrillée (R) est la fenêtre "Rapide", la zone hachurée (L) est la fenêtre "Lente".*

de Césium des couronnes 10 à 17.

*Calibration  
des Iodures de Césium  
des couronnes 10 à 17*

## Chapitre II

# Calibration des Iodure de Césium des couronnes 10 à 17

Maintenant que les caractéristiques générales du multidétecteur ont été présentées, nous allons détailler la procédure d'étalonnage en énergie des scintillateurs CsI des couronnes 10 à 17. Pour les couronnes 2 à 9, des points de référence (particules monocinétiques issues des prises de données avec sélection en rigidité magnétique [MARIE95]) sont utilisés pour étalonner la composante rapide du CsI pour les particules légères. Pour les fragments ( $Z > 4$ ), l'énergie résiduelle dans le CsI est déduite à partir de la perte d'énergie mesurée dans le Silicium 300  $\mu\text{m}$ . Pour l'arrière du détecteur (à partir de  $45^\circ$ ), comme il n'y a plus de Silicium (sauf les Siliciums étalons), cette méthode n'est pas applicable. L'utilisation d'une autre méthode, que nous allons à présent détailler, s'avère nécessaire.

## A Relation entre la quantité de lumière et l'énergie

### A.1 Principe

La calibration des CsI pour les particules légères s'effectue par une méthode équivalente à celle utilisée pour les couronnes 2 à 9. En effet, comme nous l'avons déjà vu les couronnes arrières disposent de Siliciums étalons (1 par couronne). Les Siliciums 80  $\mu\text{m}$  sont calibrés en utilisant une source d'alphas émis par une source de Thoron avec ou sans gaz dans la ChIo. Les énergies des deux pics  $\alpha$  étant très bien connues, on dispose alors de quatre points de référence d'étalonnage (2 avec gaz et 2 sans gaz dans la ChIo située devant). Les Siliciums dopés au Lithium sont calibrés en utilisant la méthode  $\Delta E$ -E à partir des Silicium 80  $\mu\text{m}$ . Les CsI sont alors aussi calibrés avec cette méthode. Mais les particules pouvant atteindre les CsI sont principalement les particules légères (un alpha perd environ 75 MeV dans les deux Silicium étalons, soit un seuil en énergie de l'ordre de 20 AMeV) [GENOUIN99], [NGUYEN98].

Par contre, pour les fragments, aucun point de calibration n'existe. Il faut donc trouver une autre méthode de calibration. On applique alors une paramétrisation de la quantité



de lumière en fonction de l'énergie et de la charge du fragment qui est décrite dans le paragraphe suivant.

## A.2 Quantité de lumière et composante Rapide-Lente

Une particule chargée entrant dans un CsI crée un signal lumineux variant au cours du temps. Celui-ci est caractérisé par un front de montée (de l'ordre de 1 ns) et une redescente (constante de temps de 0.5 à 1  $\mu$ s) décrite par une somme de deux fonctions exponentielles aux composantes courte et longue. Les constantes de temps de montée et de descente du signal électrique sont respectivement  $\tau$  et  $\tau_0$  ( $\tau = 60$  ns pour les couronnes 11-16 et  $\tau = 20$  ns pour les couronnes 10 et 17,  $\tau_0 = 600$  ns). L'identification des particules est obtenue par discrimination de forme du signal en l'intégrant sur les deux fenêtres précédemment définies au paragraphe B.2.2, et que l'on peut exprimer en fonction de l'intégrale du signal lumineux  $h$  et des différentes constantes de temps :

$$R = \frac{h}{\tau_0 - \tau} * [\tau_0 (1 - \exp(-\frac{T_1}{\tau_0})) - \tau (1 - \exp(-\frac{T_1}{\tau}))]$$

$$L \approx \frac{h\tau_0}{\tau_0 - \tau} * (\exp(-\frac{T_2}{\tau_0}) - \exp(-\frac{T_3}{\tau_0}))$$

$T_1=390$  ns,  $T_2=1590$  ns et  $T_3=3090$  ns correspondent aux bornes des fenêtres d'intégration (diminuées de 10 ns correspondant au retard du signal). L'intégrale de la lumière totale  $h$  peut alors être déduite directement des signaux Rapide et Lent,  $\tau_0$  étant déduit du rapport de ces deux grandeurs.

## A.3 Calibration en énergie

Le passage des particules et fragments dans un scintillateur excite les niveaux moléculaires de celui-ci. Ces niveaux se dés excitent soit par émission radiative, soit par vibration. Le scintillateur permet de mesurer la partie radiative de la dés excitation, mais pas la partie vibrationnelle [SUFFERT88]. Néanmoins, cette partie, appelée aussi "quenching", dépendante de la charge et de l'énergie de la particule est connue. On a alors la relation suivante, d'après la loi de Birks [KNOLL79], pour la quantité de lumière émise par unité de longueur :

$$\frac{dh}{dx} = S \frac{dE/dx}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (II.1)$$

$S$  est l'efficacité de scintillation,

$kB$  est le facteur de quenching,

$dE/dx$  est le pouvoir d'arrêt spécifique dans le scintillateur.

Pour des énergies au-dessus de quelques AMeV, l'approximation de la formule de Bethe conduit à :  $dE/dx \propto AZ^2/E$ , et l'on obtient alors pour une particule de charge  $Z$  et de

masse  $A$ , la relation suivante:

$$h_1(E) \approx a_0 + a_1 \left( E - a_2 * A * Z^2 * \ln\left(1 + \frac{E}{a_2 * A * Z^2}\right) \right) \quad (\text{II.2})$$

où  $a_0 = 0$  si les pieds-taux (zéro de la calibration) sont correctement évalués,  $a_1$  représente le gain du CsI ( $a_1 = gS$  où  $g$  est le gain du photomultiplicateur).

Cette fonctionnelle permet de n'avoir qu'un jeu de paramètres pour toutes les particules grâce à sa dépendance en  $Z$  et  $A$ . En pratique, les paramètres  $a_1$  et  $a_2$  sont ajustés sur les courbes des isotopes d'hydrogène d'une part, et sur les particules  $Z > 1$  d'autre part, à partir des modules étalons [GENOUIN99]. L'extrapolation pour des charges plus élevées est alors effectuée avec le même jeu de paramètres.

#### A.4 Limite de la méthode

Cette méthode donne de très bons résultats pour les particules légères ; par contre pour les fragments de charge élevée ( $Z \geq 10$ ), l'énergie dans les Iodure de Césium est surestimée, [PARLOG00]. En effet, il est possible de vérifier les calibrations des CsI des couronnes 2 à 9 en utilisant la méthode de calibration  $\Delta E - E$  dans les matrices d'identification Si - CsI. Puis en calibrant les CsI à partir de la relation II.2, on peut alors comparer les résultats des deux calibrations. Ces résultats sont présentés sur la figure II.1 : les énergies des fragments sont nettement surestimées et la forme des spectres n'est pas la même.

De plus, la discontinuité en énergie totale entre les couronnes 8 à 11, représentée sur la figure II.2, nous amène à la même conclusion ; les spectres des couronnes 10 et 11 présentent visiblement des extensions en énergie trop importantes. Nous allons à présent voir comment améliorer la méthode utilisée.

## B Amélioration de la méthode

### B.1 La production d'électrons $\delta$

La relation précédente II.2 que nous appellerons par la suite relation (méthode) standard, ne fait pas intervenir les électrons  $\delta$ . Ceux-ci s'échappent de la colonne primaire d'ionisation créée par le passage de la particule. Leur nombre augmente avec la charge. Ils apportent donc une contribution supplémentaire à la quantité de lumière créée. La dérivation de la relation II.2 [PARLOG00], nous donne les relations suivantes:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{totale}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_1 + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{e-\delta} \quad (\text{II.3})$$

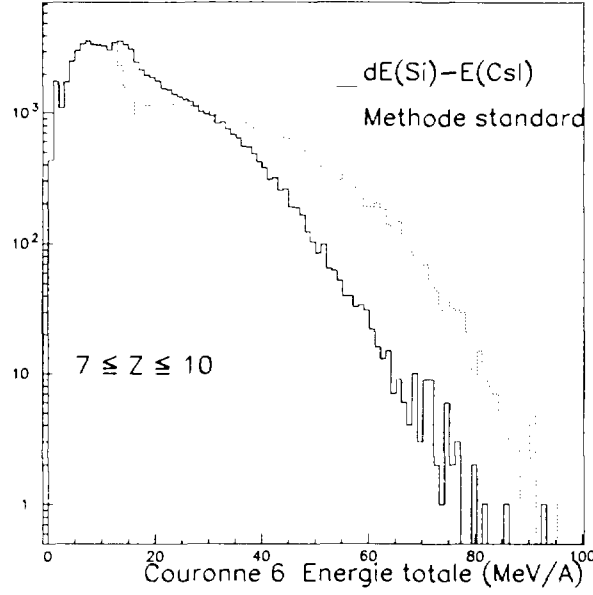


Figure II.1: Comparaison des 2 méthodes de calibration. La ligne pleine représente la calibration effectuée à partir de la méthode  $\Delta E - E$ , la ligne pointillée fine est celle obtenue avec la calibration standard. Les résultats présentés sont obtenus avec le système Ni + Au à 52 A MeV.

$$\left(\frac{dh}{dx}\right)_{\text{totale}} = \left(\frac{dh}{dx}\right)_1 + \left(\frac{dh}{dx}\right)_{e-\delta} \quad (\text{II.4})$$

La contribution des électrons  $\delta$ , toujours d'après la formule de Birks conduit à la relation, appelée par la suite relation (méthode) 2:

$$h(E) = \begin{cases} h_1(E) = a_0 + a_1 \left( E - a_2 AZ^2 \ln \left( 1 + \frac{E}{a_2 AZ^2} \right) \right) & E < E_0 \\ h_2(E) = h_1 + a_2 a_4 AZ^2 \ln \left( \frac{E + a_2 AZ^2}{E_0 + a_2 AZ^2} \right) & E \geq E_0 \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

où A et Z sont la masse et la charge de la particule, E l'énergie incidente,  $E_0 = a_3 A$ ,  $E_0$  représentant le seuil de production des électrons  $\delta$ . Les coefficients  $a_3$  et  $a_4$  sont fixés à 1 et 0.27 respectivement. Ces valeurs ont pu être déterminées en appliquant cette méthode de calibration sur les couronnes 2 à 9 pour lesquelles une calibration existe déjà (méthode  $\Delta E_{\text{Silicium}} - E_{\text{CsI}}$ ). Les comparaison entre les deux méthodes ont donc permis l'ajustement de ces paramètres.

Pour la seconde campagne (1994), les systèmes étudiés (U + U, Ta + U) produisant des fragments beaucoup plus lourds que pour la première campagne (Ar + Ni, Xe + Sn). La méthode standard suffisante pour la première campagne atteint alors ses limites. En effet, il est nécessaire de détecter et de calibrer correctement les gros fragments (Z de l'ordre de 50). Or, la production des électrons  $\delta$  est proportionnelle à la charge et à la masse du

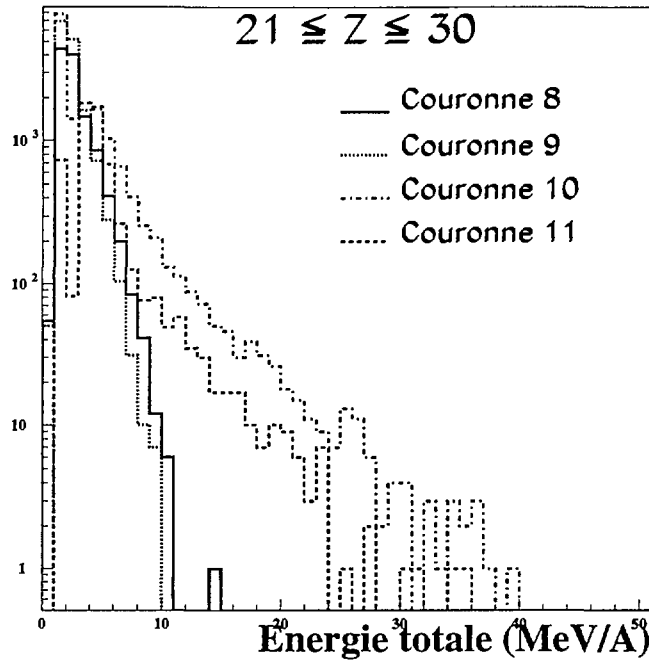


Figure II.2: Spectres en énergie totale des couronnes 8 à 11. Les résultats présentés sont obtenus pour le système Ni + Au à 90 A MeV d'énergie incidente.

fragment incident. C'est pourquoi la prise en compte de cet effet est cruciale pour cette campagne.

Afin de trouver les coefficients  $a_i$  ( $i=1,2$ ) de la relation II.5, nous avons utilisé les graphes reliant la quantité de lumière et l'énergie CsI des alphas. Ces résultats sont fiables puisque déterminés à partir des événements physiques à l'aide des détecteurs étalons, (voir le paragraphe précédent A.1). Nous avons donc ajusté les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  à partir de ces spectres. On obtient alors un jeu de coefficients par couronne et par module que nous extrapolons aux charges supérieures.

Mais avant d'appliquer cette paramétrisation, un test sur les couronnes 2 à 9 est nécessaire afin de s'assurer de sa validité.

## B.2 Tests sur les couronnes 2 à 9

Nous avons tout d'abord comparé les spectres (quantité de lumière-énergie CsI) pour les différentes relations entre l'énergie et la quantité de lumière, avec ou sans la production des électrons  $\delta$ , figure II.3. De nettes différences qui augmentent avec la charge de la

particule, apparaissent entre les deux résultats. La production d'électrons  $\delta$  a tendance à diminuer l'énergie CsI pour une même quantité de lumière. De plus, les réponses entre les deux méthodes donnent des énergies résiduelles CsI totalement différentes quand la charge  $Z$  devient relativement élevé. Pour les alphas, les réponses sont sensiblement les mêmes, ce qui est normal puisque la production d'électrons  $\delta$  est très faible. Les coefficients de la paramétrisation ( $a_i$ ) sont alors obtenus par ajustement sur les spectres de ces derniers.

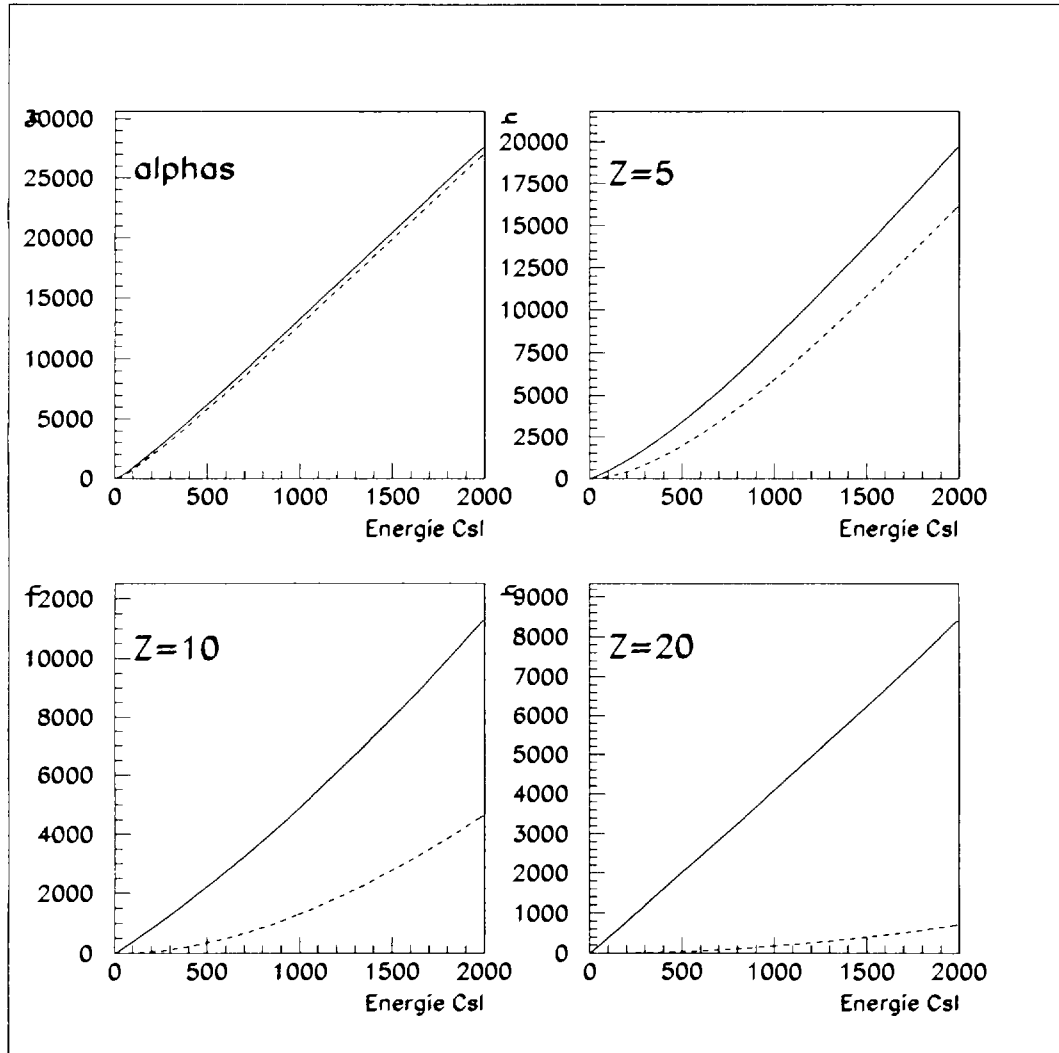


Figure II.3: Comparaison de la réponse théorique des deux paramétrisations de la quantité de lumière en fonction de l'énergie (MeV). La courbe pleine est la paramétrisation 2, la courbe pointillée est la paramétrisation standard. Les coefficients  $a_i$  sont les coefficients correspondant au module 3 de la couronne 5.

Nous avons alors vérifié que les énergies reproduites par cette nouvelle paramétrisation sont les mêmes que celles trouvées en utilisant la calibration  $\Delta E-E$  entre le Silicium et le

CsI. Les tests sont concluants pour  $Z \leq 10$ , la vérification pour les  $Z$  supérieurs n'étant pas possible à cause du nombre très faible de fragments dans les CsI, pour ce domaine angulaire restreint entre 3 et  $45^\circ$ . En effet, les fragments lourds sont quasiment tous arrêtés dans le Silicium. La figure II.4 nous montre que les spectres en énergie totale (des fragments s'arrêtant dans le CsI), pour des charges situées entre 7 et 10 dans la couronne 8 pour le système Ni + Au à 52 AMeV, sont identiques en forme (même pente) et en extension pour les deux méthodes de calibration. Les spectres en énergie CsI sont également présentés dans l'insert à droite du même graphe et sont également identiques. Ce résultat nous permet donc de valider la calibration 2 pour cette gamme en charge. Pour les noyaux plus lourds, un autre test doit être envisagé.

Des noyaux de charge plus élevée peuvent être obtenues par la diffusion élastique dans les couronnes 2 et 3. La comparaison entre les différentes calibrations peut alors nous donner un point de critique sur la qualité du travail effectué. La figure II.5 présente les résultats pour Ni+Au à 52 AMeV (couronne 2). Ces charges entre 25 et 30, présentent un écart de 6 AMeV entre la méthode  $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$  et la méthode 2 (soit +11%). Par contre, si on ajoute à présent les résultats de la méthode standard sur le même graphe, les énergies sont alors largement surestimées (+ 123% en moyenne) et n'ont plus de réelle signification physique.

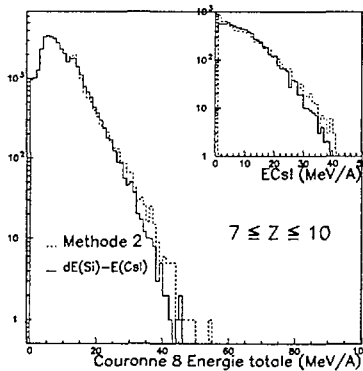


Figure II.4: Comparaison des méthodes de calibration  $\Delta E-E$  et méthode 2.

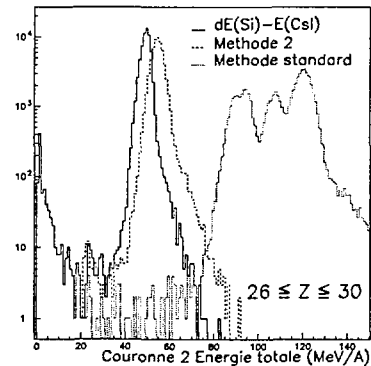


Figure II.5: Comparaison des 3 méthodes de calibration. La ligne pleine représente la calibration effectuée à partir de la méthode  $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ , la ligne pointillée en gras est celle obtenue avec la méthode 2 et la ligne pointillée fine est celle obtenue avec la calibration standard. Ces résultats sont obtenus pour les pics élastiques du système Ni + Au à 52 AMeV d'énergie incidente.

Les pics observés dans le spectre en énergie pour la méthode standard sont dûs à la

réponse différente des CsI pour une même couronne. Sur la figure II.6 est schématisée la conversion quantité de lumière-énergie des différents CsI d'une même couronne pour les 2 paramétrisations. Pour la méthode standard, la gamme de réponse en énergie des différents modules, pour une même quantité de lumière détectée, est très large alors que pour la méthode 2 l'écart entre les différents modules est beaucoup plus restreint. C'est ce qui explique les largeurs différentes des spectres en énergie observées sur la figure II.5. La présence des 3 pics semble indiquer qu'il existe 3 familles de CsI pour la réponse en quantité de lumière, ce qui, lors de la conversion quantité de lumière-énergie, crée les 3 pics dans la distribution en énergie, figure II.6.

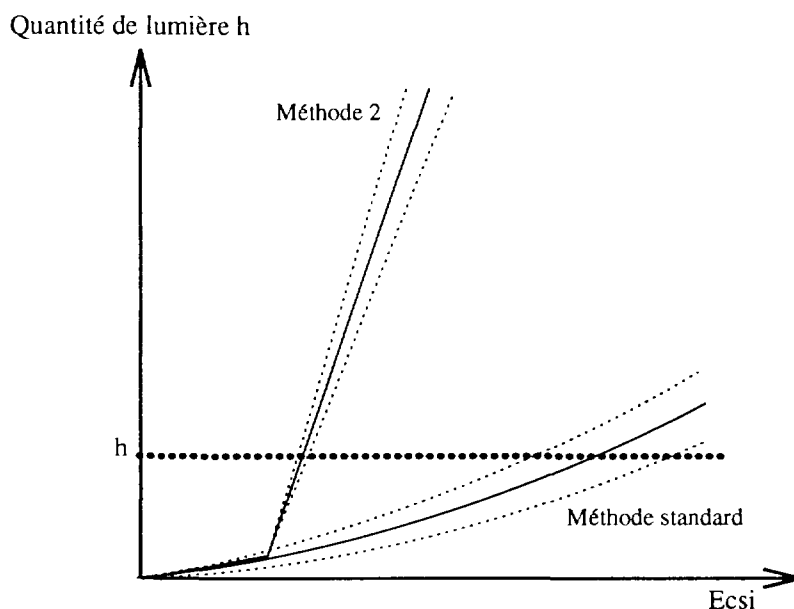


Figure II.6: Comparaison de la réponse théorique des deux paramétrisations de la quantité de lumière en fonction de l'énergie. Pour chaque couronne, pour une quantité de lumière donnée, l'écart de la réponse en énergie des différents CsI est représenté en pointillé. Pour une même quantité de lumière, la largeur du spectre en énergie est plus large avec la méthode standard qu'avec la méthode 2.

En conclusion, nous avons montré par comparaison avec les calibrations Si-CsI pour les couronnes 2 à 9, que la calibration des CsI en tenant compte de la production des électrons  $\delta$  est correcte et ne conduit qu'à des erreurs faibles sur les énergies résiduelles ( $<10\%$ ). Nous estimons donc pouvoir l'appliquer avec confiance aux couronnes 10 à 17.

## B.3 Couronnes 10 à 17

### B.3.1 Identification dans les Iodure de Césium

Par soucis de cohérence, avant d'utiliser la nouvelle paramétrisation de la relation quantité de lumière énergie, celle-ci a aussi été appliquée pour l'identification des particules et fragments. En effet, l'équation II.5 dépendant de la charge et de la masse, il est nécessaire pour l'appliquer d'avoir des identifications correctes sur toute la gamme en charge, ce qui n'est plus le cas dès que le noyau dépasse une certaine charge [MASQUAY99].

Les lignes de  $Z$  n'étant visibles que jusqu'à  $Z=15$  (pour les charges supérieures, la résolution dans les ChIo n'est plus suffisante pour distinguer les lignes), les identifications réalisées à partir des événements physiques ne permettent donc pas d'identifier sans aucune ambiguïté les charges supérieures à 15 pour lesquelles il faut faire confiance à l'extrapolation de ces lignes de  $Z$ .

#### • Extrapolation des identifications ChIo-CsI

Pour les charges supérieures à la valeur limite d'identification des lignes de  $Z$ , une fonctionnelle à 14 paramètres (figure II.8) est alors ajustée sur les matrices  $\Delta E_{ChIo} - h_2$  afin d'extrapoler l'identification aux charges plus élevées ( $Z > 15$ ):

$$F = A(Z) + \frac{B(Z)}{h_2 + C(Z)} + \frac{D(Z)}{h_2^2 + E(Z)} \quad (\text{II.6})$$

où  $A$ ,  $B$ ,  $C$  sont des polynômes d'ordre 3 en  $Z$  (3\*4 coefficients),  $D$  et  $E$  sont proportionnels à  $Z^2$  (2 coefficients) [LE FEVRE97]. L'extrapolation de cette fonctionnelle s'effectue sans aucune contrainte pour les charges élevées, ce qui ne permet pas de connaître la validité de l'extension de l'identification effectuée, mais permet cependant de réduire significativement l'erreur sur la détermination de la charge.

Nous pouvons alors comparer les résultats obtenus avec des cartes d'identification basées sur la méthode 2 avec ceux obtenus à l'aide des cartes brutes ChIo-CsI. En effet, on doit obtenir une superposition des lignes de  $Z$  de ces deux cartes, au moins pour les lignes de  $Z$  les moins élevées (typiquement  $Z \leq 10$ ) pour lesquelles la méthode 2 ne prédit pas de grandes différences.

La carte de la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation en fonction de l'énergie résiduelle dans le CsI est construite à partir des pertes théoriques. Puis à partir de l'énergie calculée dans le CsI, la perte d'énergie dans la ChIo en fonction de la quantité de lumière dans le CsI est obtenue en inversant la formule II.5 (figure II.7). Ayant obtenu ces courbes "théoriques" de perte d'énergie dans la ChIo en fonction de la quantité de lumière dans le CsI, la fonctionnelle II.6 est déterminée en ajustant les 14 paramètres sur celles-ci. Nous



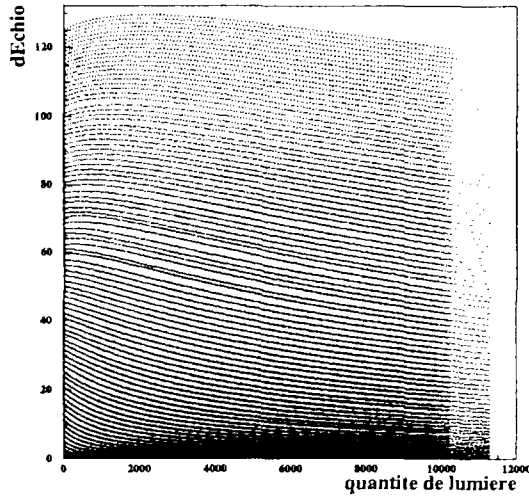


Figure II.7: Carte théorique de la perte d'énergie (MeV) dans la ChIo en fonction de la quantité de lumière déduite à partir de la méthode 2 pour la couronne 10. La ligne la plus élevée correspond à  $Z=90$ .

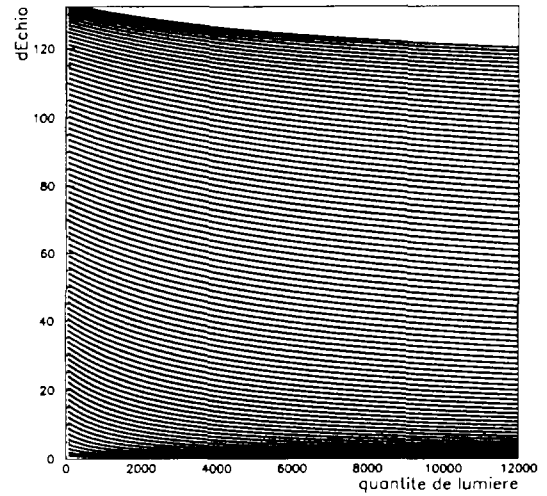


Figure II.8: Fonctionnelle à 14 paramètres décrivant la carte II.7.

obtenons alors une grille d'identification sur toute la gamme en charge (figure II.8) avec une meilleure extrapolation des charges les plus élevées.

### • Vérification de l'extrapolation à partir de la méthode 2

Afin de valider cette nouvelle grille d'identification, nous avons superposé celle-ci sur celle déterminée expérimentalement. La figure II.9 montre la comparaison pour le système  $U + U$  à 24 AMeV et pour la couronne 12; les identifications expérimentales n'étant fiables que jusqu'à  $Z=10$  (en vertu des différences notables observées précédemment sur les différentes déterminations de la relation  $h-E_{CsI}$ , nous n'allons pas au-delà de cette valeur). Nous avons une bonne reproduction des lignes de  $Z$  pour cette gamme avec néanmoins des écarts d'une charge au maximum entre les deux. La grille d'identification standard pour les charges déterminées expérimentalement (sans extrapolation jusqu'à  $Z=10$ ) est conservée. Par contre, nous pouvons supposer que l'extrapolation pour les charges plus élevées est plus correcte pour la nouvelle grille, puisqu'elle est contrainte avec des lignes théoriques de charge élevée (jusqu'à  $Z=90$  pour les couronnes 10 à 13, jusqu'à 55 pour les autres).

La grille finale d'identification résulte donc de la juxtaposition des grilles "physique" et théorique. La figure II.10 représente la grille finale d'identification de la couronne 12 pour le système  $U + U$ . L'écart entre deux lignes de  $Z$  avant ou après extrapolation est le même, de plus l'allure générale des courbes est respectée. Une grille a été ainsi établie

pour chaque couronne et chaque système de la seconde campagne.

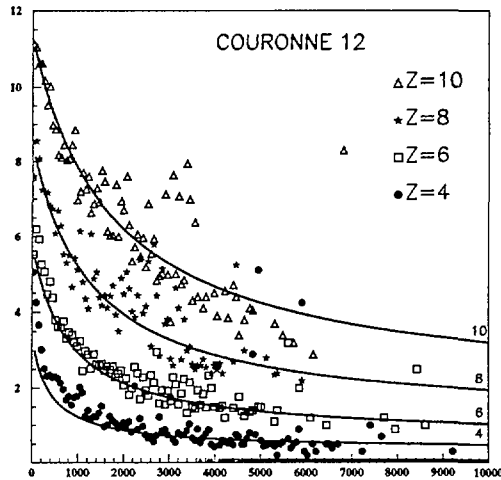


Figure II.9: Superposition de la grille (énergie en MeV-quantité de lumière) théorique et de la grille standard d'identification pour le système  $U + U$ . Les symboles représentent les identifications standards (expérimentales), les lignes représentent la grille théorique.

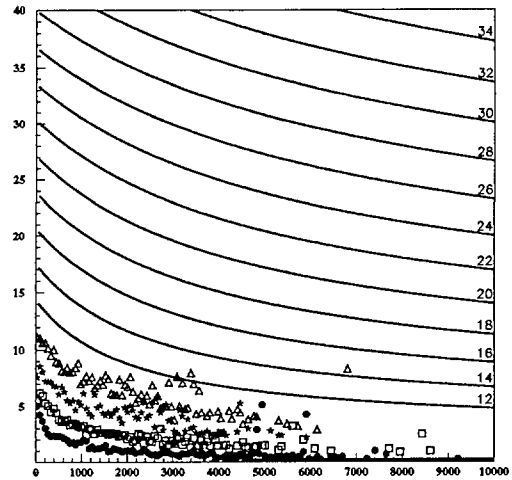


Figure II.10: Grille d'identification (énergie en MeV-quantité de lumière) pour le système  $U + U$ . L'extrapolation des lignes de  $Z$  est en trait plein.

### • Comparaison avec les spectres étalons

Les identifications ainsi réalisées à partir de la méthode 2, ont pu être vérifiées en comparant les distributions de charge issues du module étalon et des autres modules CsI pour une couronne donnée. En effet, dans le cas des modules étalons, une identification précise peut être réalisée sur les cartes  $\text{ChIo-Si}(80)$  et  $\text{Si}(80)\text{-Si}(\text{Li})$ . La figure II.11 est la superposition des deux distributions pour la couronne 10. Dans les 2 cas, la forme ainsi que l'extension de la distribution de charge sont semblables. L'extrapolation de l'identification en utilisant la paramétrisation 2 de la quantité de lumière en fonction de l'énergie permet donc d'identifier les fragments de charge élevée avec une précision raisonnable (de l'ordre de quelques unités de charge pour les fragments les plus lourds).

Dans la suite de ce mémoire, toutes les identifications réalisées le seront à partir de cette grille d'identification finale (juxtaposition de l'identification expérimentale/extrapolation à partir de la méthode 2 (figure II.10)).

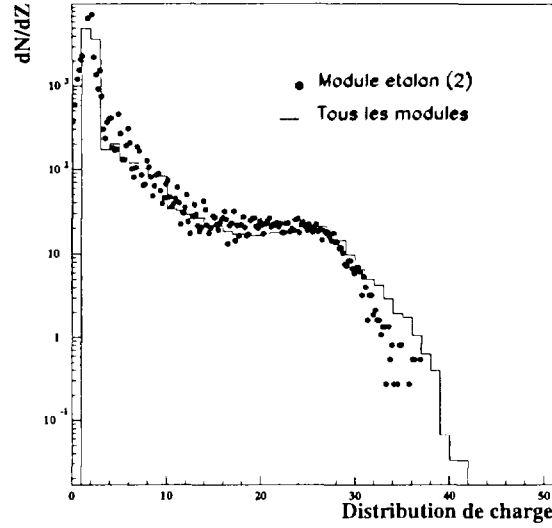


Figure II.11: *Comparaison des distributions de charge pour le système Ni + Au. La courbe représente la somme des distributions de tous les modules de la couronne 10 sauf l'étalon (le numéro 2) et les points représentent la distribution de charge du module étalon. Les spectres ont été normalisés pour la comparaison.*

### B.3.2 Calibration en énergie des Iodure de Césium

La calibration standard des Iodure de Césium a été effectuée pour les particules et fragments. Nous avons alors introduit la production des électrons  $\delta$  dans la paramétrisation de la quantité de lumière en fonction de l'énergie pour obtenir la calibration 2. Cette amélioration a été réalisée comme indiqué dans le paragraphe B.1. Ayant déterminé les jeux de paramètres  $a_i$  de la relation II.5 pour chaque module CsI, nous avons la calibration en énergie pour toutes les charges à partir de la quantité de lumière perdue par les particules et fragments dans le CsI.

Les graphes II.12 représentent les résultats pour le système Ni + Au à 52 AMeV et comparent les énergies avec ou sans prise en compte de la production des électrons  $\delta$ . Pour les charges inférieures à 7, les énergies fournies par les deux méthodes sont semblables ; ceci est logique puisque la part de la quantité de lumière relative aux électrons  $\delta$  dépend principalement de la charge et de la masse de la particule : pour de petites charge, cette contribution est relativement faible. La différence entre les spectres augmente avec la charge. La paramétrisation standard donne des extensions en énergie beaucoup trop grande et brise le critère de continuité entre les couronnes. Afin de pouvoir apprécier cet effet, la continuité des pertes d'énergie CsI et d'énergie totale pour  $Z=13$  entre les couronnes 8 à 11 pour les deux paramétrisations est présentée sur la figure II.12. La méthode 2 permet d'obtenir des spectres d'énergie cinétique sans discontinuité flagrante entre les deux modes de calibration

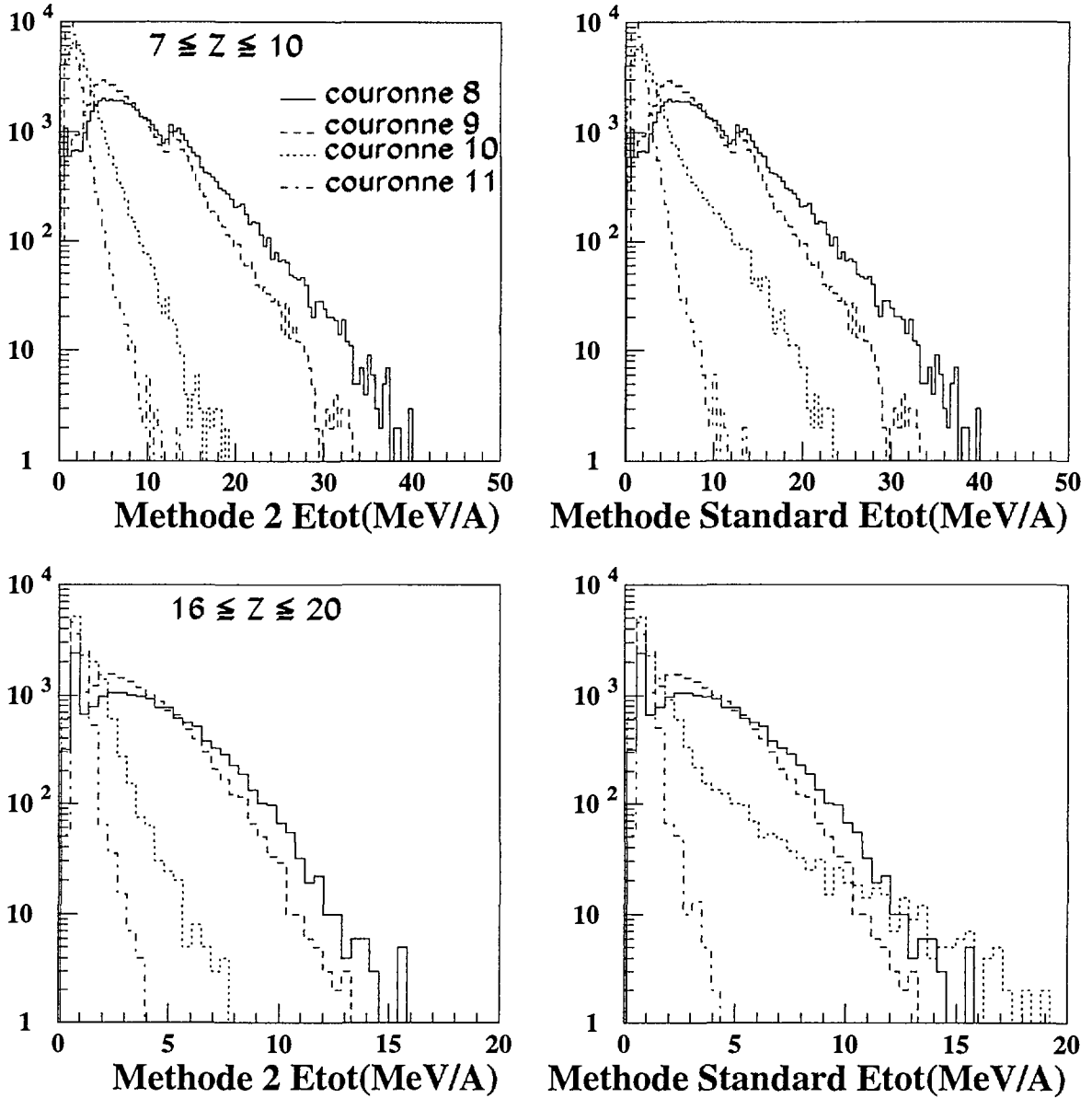


Figure II.12: *Comparaison des 2 méthodes de calibration. Les résultats présentés sont obtenus avec les données du système Ni + Au à 52 A MeV.*

des couronnes 9 et 10 (méthode  $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$  pour la couronne 9 et la méthode 2 pour les couronnes suivantes).

### • Limite de la méthode 2

Toutefois, sur les spectres en énergie obtenus avec la méthode 2, on peut noter la présence d'un "pic" situé aux alentours de 1 AMeV pour les charges les plus élevées ( $z \geq 16$ ). Cette valeur correspond au seuil de production des électrons  $\delta$ . Plusieurs tests effectués sur la modification de cette valeur ont mis en évidence cet effet. Ceci est inhérent à la méthode utilisée car, à partir de la valeur  $E_0$ , on applique brusquement un autre régime de fonctionnement (voir la relation II.5), celle-ci est donc non dérivable en ce point. Malgré ce pic, la forme générale des spectres reste maxwellienne et semble reproduire correctement la dépendance de  $h$  en fonction de l'énergie. La référence [PARLOG00] présente un travail qui, depuis, résout ce problème.

### B.3.3 Conclusion sur la méthode de calibration 2

Pour des charges inférieures à 10, nous avons validé la relation pour les couronnes 2 à 9, la référence [PARLOG00] présente un travail validant cette relation au delà des ces couronnes (jusqu'à la couronne 12). La diffusion élastique, présente dans les couronnes 2 et 3, nous a permis de la tester pour des charges plus importantes. Pour les couronnes 10 à 17, seuls le critère de continuité entre les différentes couronnes ainsi que la forme correcte des spectres peuvent nous donner un réel degré de confiance. De ce point de vue, les résultats obtenus sont nettement meilleurs pour les charges élevées que ceux établis en utilisant la paramétrisation sans production d'électrons  $\delta$ .

Cette procédure a depuis été menée parallèlement sur les données issues de la première campagne, [LE NEINDRE99].

## C Vérification des identifications des particules et des calibrations en énergie

Les nombreuses procédures d'identification et de calibration effectuées par différents laboratoires (le DAPNIA à Saclay, le GANIL à Caen, l'IPN à Orsay, l'IPN à Lyon, le LPC à Caen et SUBATECH à Nantes ) nécessitent une coordination des résultats très complexe. Pour la seconde campagne d'INDRA, une systématique de vérification de toutes les données a été établie. En effet, il est important de détecter toute anomalie de fonctionnement des détecteurs, toute erreur dans l'interprétation des données 'brutes' (identification, calibration) ainsi que toute erreur de synthèse des résultats afin de pouvoir sans aucune ambiguïté valider ou non les informations fournies par INDRA.

Les distributions isotopiques ont été vérifiées couronne par couronne et module par module afin de déceler tout erreur d'identification des particules ou tout dysfonctionnement d'un détecteur. Les spectres d'énergie ont eux aussi été contrôlés pour confirmer les

coupures dues aux seuils et déceler des discontinuités entre les différentes couronnes ainsi que dans la forme des spectres.

Cependant pour les couronnes 10 à 17, nous avons entrepris une vérification supplémentaire des identifications et calibrations en énergie pour les fragments lourds. Nous allons maintenant détailler la méthode employée, basée sur la détection de fragments de fission.

## C.1 Vérification des calibrations des couronnes 10 à 17

Les fragments de fission de l'Au dans les réactions en cinématique directe Ni + Au à 32 et 52 AMeV peuvent fournir des informations précieuses. En effet, la fission a été longuement étudiée et la cinématique de la réaction est très bien connue [COLI98].

### C.1.1 La systématique de Viola

La méthode consiste à détecter les fragments de fission de l'Au en coïncidence avec un résidu d'évaporation (ici pour le système INDRA, un quasi Nickel). Ces fragments froids, ou quasiment froids, sont émis avec des impulsions déterminées dans des directions opposées dans le centre de masse de la source fissionnante. Dans le cadre d'une étude des fragments de fission, V.E. Viola [VIOLA85] a établi une systématique qui permet de calculer la vitesse relative de ces fragments de fission, à savoir:

$$\langle E_k \rangle = 0.1189(\pm 0.0011) \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + 7.3(\pm 1.5) = \frac{1}{2} \mu V_{rel}^2 \quad (\text{II.7})$$

où A est la masse du noyau fissionnant, Z sa charge et  $\mu$  la masse réduite des 2 fragments de fission. C'est cette procédure de vérification que nous appliquerons au noyau d'Au dans les réactions Ni + Au.

Pour utiliser cette méthode sur les données d'INDRA, nous nous référerons d'abord aux données fournies par la collaboration NAUTILUS pour le système Kr + Au à 27 AMeV. Cette expérience a effectivement déjà permis de mettre en évidence les fragments de fission de l'Au [COLIN95] et de plus, elle se situe dans un domaine suffisamment proche en masse et en énergie incidente pour être comparée aux données issues d'INDRA pour le système Ni + Au à 32 AMeV.

## C.2 Données NAUTILUS : Kr + Au 27 AMeV

Les résultats des réactions Kr + Au à 43 et 60 AMeV, [LEMIÈRE92] [LOPEZ93], sont similaires à ceux de la réaction Kr + Au 27 AMeV en ce qui concerne la fission de l'Au. C'est pourquoi nous ne présenterons que ces derniers après avoir effectué un bref rappel concernant le dispositif expérimental NAUTILUS.

### C.2.1 Bref rappel sur le multidétecteur NAUTILUS

La chambre à réaction NAUTILUS contient 4 ensembles de détection : DELF [BOUGAULT87], XYZt [RUDOLF91], le TONNEAU [PEGHAIRE90] et le MUR [DROUET85], [BIZARD86]. Les 2 premiers (DELF et XYZt) sont des multidétecteurs gazeux composés d'une plaque parallèle à localisation et d'une chambre d'ionisation. Ils sont dédiés à la détection des fragments ( $Z \geq 8$ ). DELF a un seuil de détection extrêmement bas (0.13 AMeV soit une vitesse de 0.5 cm/ns) et une couverture angulaire très large (de  $30^\circ$  à  $150^\circ$  en  $\theta$  et une symétrie de révolution en  $\varphi$ ). XYZt a un seuil de détection de 2 cm/ns et couvre un domaine angulaire compris entre  $3^\circ$  et  $30^\circ$ .

Le TONNEAU et le MUR sont conçus pour la détection des particules légères chargées ( $Z \geq 4$ ). Leurs domaines angulaires respectifs sont de  $30^\circ$  à  $150^\circ$  et de  $3,2^\circ$  à  $30^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Ils sont constitués de scintillateurs plastiques (NE102).

Le grand avantage de NAUTILUS est de présenter des seuils de détection très bas (environ 0.1 AMeV), permettant de détecter des fragments lourds et lents comme ceux issus de la fission de la cible d'Au.

### C.2.2 Sélection des données

Pour sélectionner les fragments de fission de l'Au, nous avons choisi les événements dont trois fragments ont été détectés (2 fragments de fission et un quasi-projectile). De plus, un autre critère est imposé : celui d'avoir une dispersion en vitesse relative (variable  $Y_{33}$ , voir paragraphe C.2.5 du chapitre III) entre les fragments supérieure à 80% de la vitesse du projectile, [LEMIÈRE92]. Ceci permet de s'assurer d'avoir une fission relativement "froide" (peu de transfert d'impulsion) avec un quasi-projectile et donc de ne sélectionner que les collisions peu violentes, pour lesquelles la cinématique de la réaction est bien connue.

### C.2.3 Application de la méthode

Les résultats de cette sélection sont présentés sur le graphe II.13. Les corrélations entre la charge et la vitesse dans le laboratoire sont représentés pour les 3 plus gros fragments de l'événement classés selon leur vitesses dans le laboratoire, le classement entre les deux plus lents étant indifférent puisqu'ils jouent le même rôle. Sur ces spectres, on peut voir qu'on isole toujours 2 groupes de fragments : un groupe de 2 fragments de faible vitesse et de charge élevée ( $Z=40$ ), l'autre groupe constitué d'un fragment de vitesse centrée à la vitesse du projectile ( $v_{proj} = 7,2$  cm/ns) et de charge 25 à 30 ce qui laisse supposer une discrimination entre un quasi-projectile et 2 fragments de fission. La somme des charges des 2 fragments lents donne une charge moyenne proche de celle du noyau d'Au (figure II.13).

le spectre de vitesse relative des 2 fragments lents est centré sur la valeur de 2,3 cm/ns, valeur similaire à celle donnée par la systématique de Viola pour un noyau d'Au. Le spectre

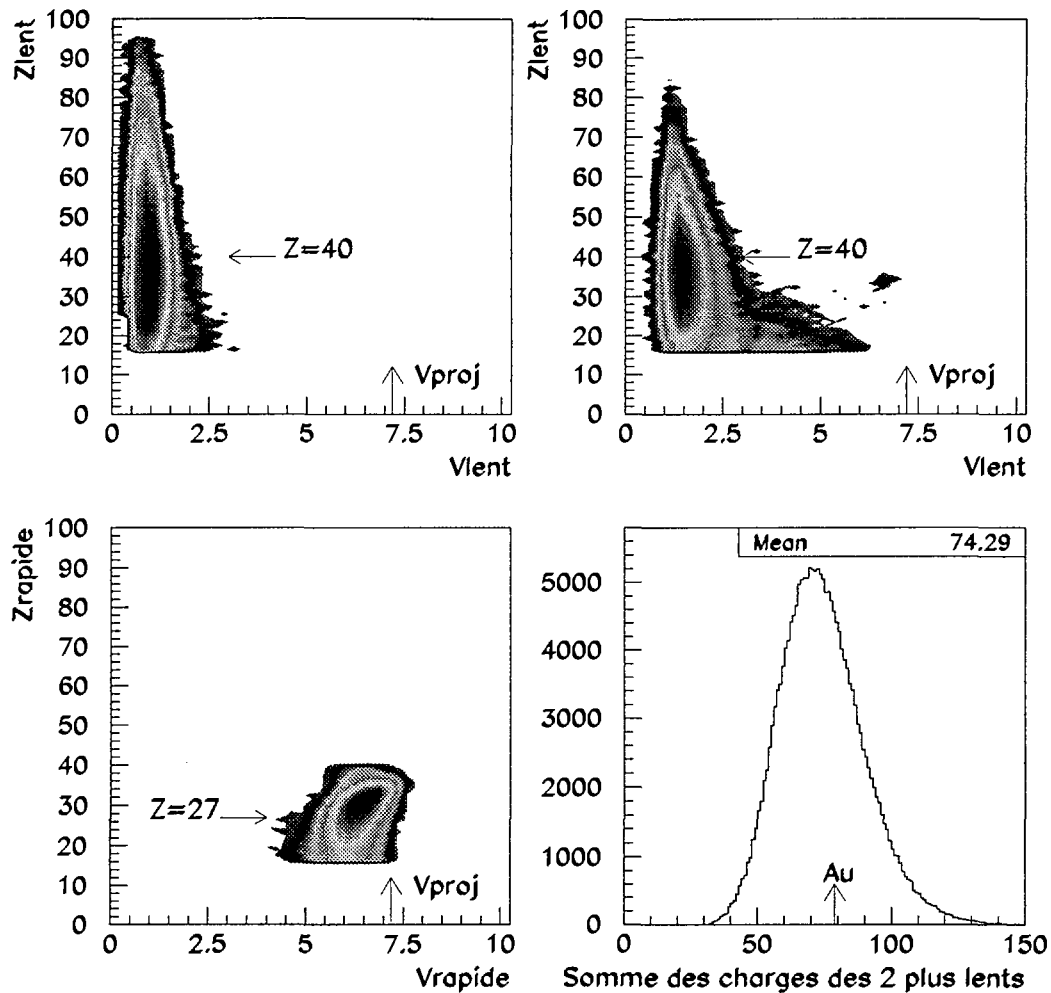


Figure II.13: *Corrélation charge-vitesse dans le laboratoire (en cm/ns) des 3 plus gros fragments dans la réaction  $Kr + Au$  à 27 A MeV (données NAUTILUS). Les 3 premiers graphes représentent les cartes Z-V des fragments, les deux premiers étant ceux obtenus avec les deux fragments les plus lents. La somme des charges des 2 fragments les plus lents est représentée sur le quatrième graphe.*

de vitesse réduite définie comme le rapport de la vitesse relative expérimentale et la vitesse relative théorique, confirme cette affirmation puisqu'on obtient un pic centré autour de 1 avec une faible dispersion (figure II.14). On peut donc affirmer que les fragments lents sélectionnés sont des fragments de fission de l'Au et que le fragment le plus rapide correspond au quasi-projectile.



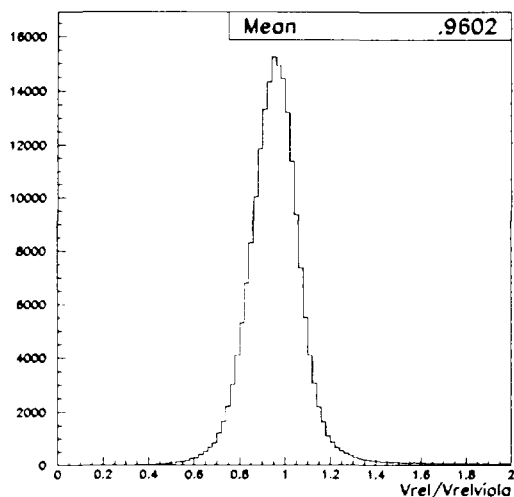


Figure II.14: *Kr + Au 27 AMeV (données NAUTILUS). Rapport de la vitesse relative entre les deux fragments de fission et la vitesse théorique de Viola.*

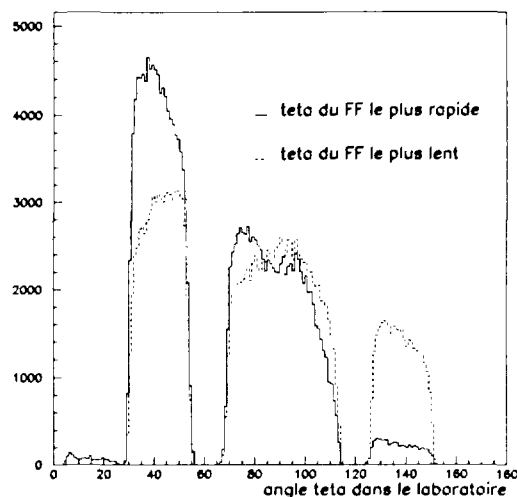


Figure II.15: *Kr + Au 27 AMeV (données NAUTILUS). Angle  $\theta$  dans le laboratoire pour les deux fragments de fission.*

Le dispositif expérimental NAUTILUS ne permet pas de détecter les fragments de fission à de petits angles dans le laboratoire. Cependant, la distribution angulaire en  $\theta$  dans le laboratoire des fragments lents détectés montre un nombre important de fragments de fission située à des angles compris entre  $30^\circ$  et  $150^\circ$  dans le laboratoire (figure II.15), ce qui permet de montrer que cette méthode de vérification des identification et calibration en énergie pour les fragments lourds, concerne les détecteurs couvrant ce domaine angulaire ( $30^\circ$ - $150^\circ$ ). Les trous observés sont dus à l'acceptance géométrique des détecteurs DELF et XYZt.

Dans le cas du multidétecteur INDRA, cette technique permettrait donc de contrôler notamment les couronnes 9 à 16 ( $\theta \geq 45^\circ$ ): ce que nous allons appliquer ici.

### C.3 Vérification des calibrations des couronnes 10 - 17

#### C.3.1 Données du multidétecteur INDRA

L'énergie incidente ne doit pas être trop élevée sous peine de ne plus obtenir de fission et d'avoir des vitesses de recul de la quasi-cible trop élevée pour effectuer la vérification escomptée. C'est pourquoi seules les énergies 32 AMeV et 52 AMeV seront considérées. La même sélection que pour NAUTILUS est présentée sur le graphe II.16 pour les données INDRA obtenues avec la réaction  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 32 AMeV. De plus, les événements choisis tiennent compte des charges détectées à la limite du CsI (code 5 ayant atteint le CsI ou le Si, cf paragraphe B.3 du premier chapitre), l'explication de ce choix sera fourni dans le

paragraphe suivant. Là encore, les résultats à 52 AMeV sont similaires à ceux à 32 AMeV, c'est pourquoi nous ne les présenterons pas ici.

Les cartes de corrélation entre la charge et la vitesse dans le laboratoire des 3 plus gros fragments de l'événement présentent une discrimination entre les fragments lents et rapides qui laisse supposer une séparation des fragments de fission et le quasi-projectile (voir figure II.16). Mais contrairement aux données fournies par NAUTILUS, les charges des fragments sont relativement faibles ( $Z=25$ ). La somme des charges des 2 fragments les plus lents confirment ce résultat. En effet, celle-ci est très largement inférieure à celle du noyau d'Au. Il est alors impossible d'utiliser la systématique de Viola pour ces fragments, car on ne sélectionne pas des événements correspondant à une fission non dissipative mais des événements de type fission très asymétrique, dont la cinématique est mal connue.

Cette procédure révèle les limites de détection en coïncidence de fragments lourds et lents et celles-ci vont être détaillées dans le paragraphe suivant.

### C.3.2 Seuils de détection d'INDRA

Pour comprendre pourquoi la procédure de vérification n'a pas donné les résultats escomptés, on peut remarquer que le diagramme des corrélations entre la charge et la vitesse dans le laboratoire semble tronqué à partir des charges  $Z=30$ , (figure II.16). Le choix d'intégrer les fragments identifiés avec les codes 5 atteignant les CsI, a été tenté afin de pallier à ces coupures et de ne pas supprimer des fragments ayant des vitesses proches des seuils de détection. Mais cela ne suffit pas à restituer tous les fragments manquants. Les mêmes spectres NAUTILUS ne présentent pas cette caractéristique : leur distribution en charge est "continue". Ceci est essentiellement dû aux seuils de détection très bas de DELF pour les fragments. Ils sont alors tous détectés.

Les spectres en vitesses dans le laboratoire des 2 fragments de fission de l'Au dans la réaction  $\text{Kr} + \text{Au}$  à 27 AMeV sont présentés sur le graphe II.17. La distribution du fragment le plus lent est centrée sur 1 cm/ns. Cependant, les seuils d'INDRA ne permettent pas de détecter des fragments dont l'énergie est inférieure à 1 AMeV soit 1,4 cm/ns (zone grisée). C'est pourquoi on ne peut quasiment jamais avoir en coïncidence les 2 fragments de fission et le quasi-projectile. Seuls les deux fragments les plus rapides sont détectés dans le meilleur des cas. La méthode de vérification des calibrations consistant à utiliser la systématique de Viola ne peut donc pas s'appliquer au multidétecteur INDRA.

Néanmoins, cette technique pourrait être appliquée sur cette même réaction à condition qu'elle ait lieu en cinématique inverse ( $\text{Au} + \text{Ni}$ ). Ainsi, les fragments de fission du projectile seraient suffisamment accélérés pour franchir les seuils d'INDRA.

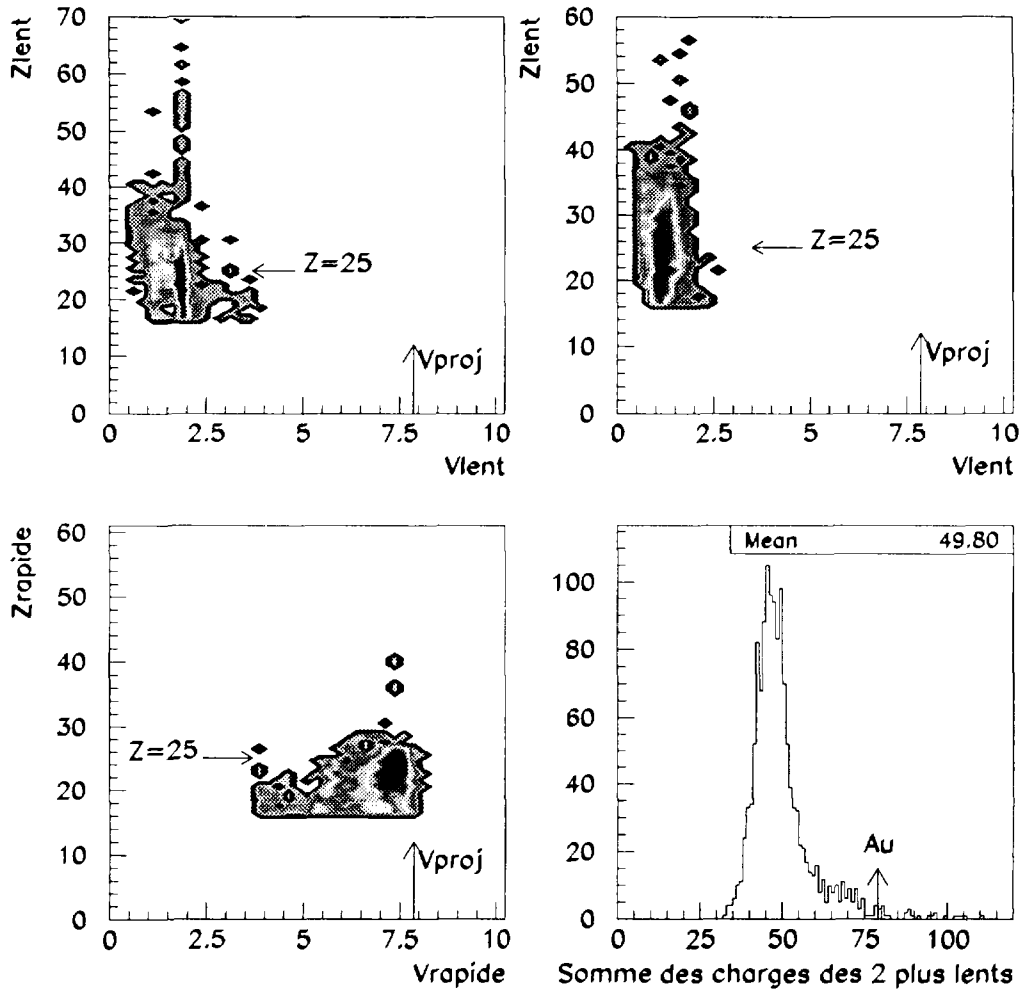


Figure II.16: *Corrélations charge-vitesse dans le laboratoire (cm/ns) des 3 plus gros fragments dans la réaction Ni + Au à 32 A MeV. Les 2 premiers graphes représentent les deux fragments les plus lents, le troisième le fragment le plus rapide. La somme des charges des deux fragments les plus lents est représentée sur le quatrième graphe.*

## D Conclusion

La méthodologie employée pour pallier à quelques incohérences décelées dans la calibration des CsI des couronnes arrières vient d'être détaillée dans ce chapitre, tout comme les tests mis en place dans le but de valider les changements effectués. Nous en concluons que la nouvelle méthode de calibration des CsI pour les couronnes arrières apporte une amélioration notable quant à la validité des identifications et des calibrations obtenues.

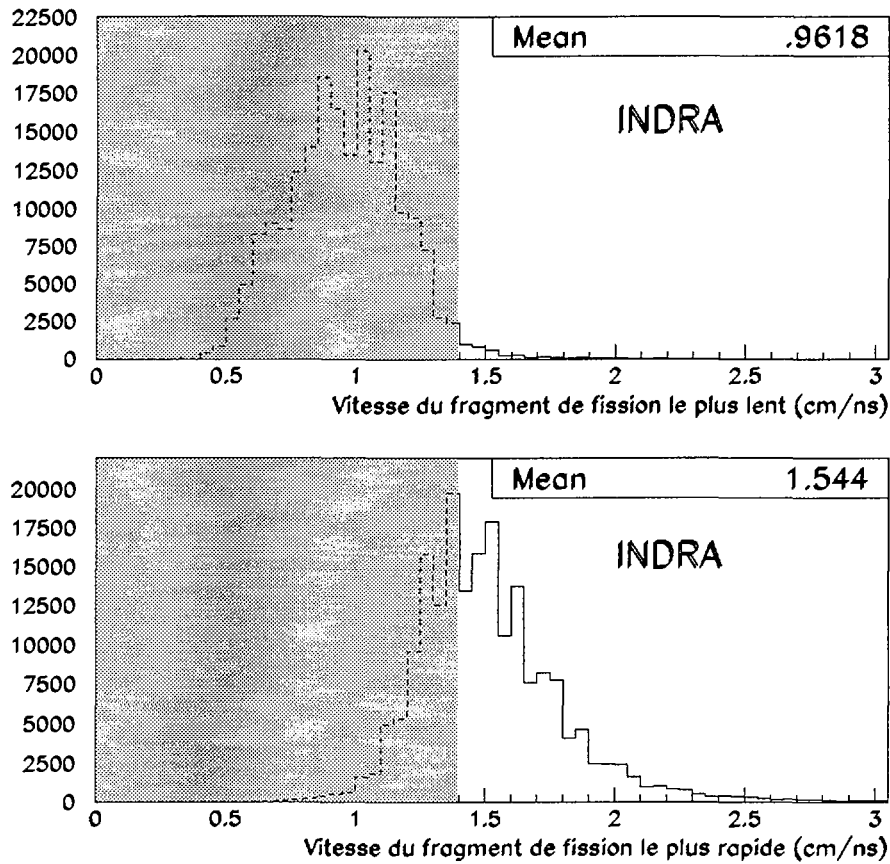


Figure II.17: Vitesse (cm/ns) des 2 fragments de fission dans le laboratoire pour la réaction  $Kr+Au$  à 27 A MeV (données NAUTILUS). La partie grisée représente le domaine en vitesse non détectable par le multidétecteur INDRA (en raison du seuil de détection à 1 A MeV).

Un certain nombre de tests ont pu être menés pour apprécier celle-ci et bien que certains (comme l'application de la systématique de Viola aux fragments de fission de l'Au) n'ont pu être conduits, le recoupement des contrôles montrent sans ambiguïté la meilleure qualité des données obtenues avec cette nouvelle calibration.

A présent, nous pouvons exploiter les données et présenter les caractéristiques générales des réactions qui nous intéressent plus particulièrement, à savoir  $Ni + Au$  dans une gamme d'énergie incidente variant de 32 à 90 A MeV.

*Présentation générale*  
*des données  $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$*

## Chapitre III

# Présentation générale des données $^{58}\text{Ni}+^{197}\text{Au}$

Les premières données expérimentales issues du multidétecteur INDRA ont été prises en 1993 au GANIL. Plusieurs campagnes d'expérience ont suivi celle-ci au GANIL mais aussi au GSI (Darmstadt).

L'expérience  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  analysée dans cette thèse a eu lieu lors la seconde prise de mesure d'INDRA. La gamme d'énergie incidente du projectile s'étend de 32 à 90 AMeV. Dans ce mémoire nous nous intéresserons aux trois énergies suivantes 32, 52 et 90 AMeV dans le but de définir une fonction d'excitation du système et de décrire les mécanismes mis en jeu.

Lors de la prise de données, le déclenchement s'effectuait sur la multiplicité de modules de détection touchés  $M$ , celle-ci ayant été fixée à 4. Le déclenchement pour des multiplicités inférieures ( $M \geq 1$ ) est destiné à l'étalonnage du détecteur. Cette multiplicité, égale à 4, permet de supprimer les réactions de diffusion élastique et les cas où il n'y a pas eu de réaction [MARIE95] ainsi que de supprimer les réactions où seuls quelques  $\gamma$  ou électrons ont été émis. Des runs sans faisceau ont été également enregistrés afin d'évaluer le bruit de fond et le rayonnement cosmique. De plus, la cible est portée à une haute tension (30 kV) afin de supprimer la majorité des électrons émis lors des réactions entre projectile et cible.

## A Caractéristiques générales

Afin de mieux appréhender les caractères généraux de la réaction  $\text{Ni} + \text{Au}$ , quelques caractéristiques globales concernant l'ensemble des événements issus de l'expérience seront présentées dans ce paragraphe. Nous commencerons par déterminer la section efficace de réaction de ce système.

## A.1 Section efficace totale de réaction

### A.1.1 Calcul de section efficace géométrique

Le calcul de la section efficace de réaction  $\sigma$  peut s'effectuer de différentes façons [Kox84]. La plus simple s'effectue en ne considérant que la surface géométrique de réaction. Nous avons alors la relation III.2 définie à partir du paramètre d'impact géométrique (relation III.1):

$$b = r_0 * (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ avec } r_0 = 1.22 fm \quad (\text{III.1})$$

$$\sigma = \pi * b^2 \quad (\text{III.2})$$

La section géométrique de réaction totale, qui n'est qu'une valeur approximative, est alors égale à 4.2 barns pour le système Ni + Au. Des formules plus élaborées prenant en compte notamment la déflexion coulombienne et le bord diffus des noyaux peuvent introduire des variations de l'ordre de 10%.

### A.1.2 Calcul de la section efficace totale de détection

A présent, nous allons déterminer la section efficace expérimentale de réaction. Pour cela, toutes les réactions où au moins une particule chargée a été détectée sont considérées.

Pour le système Ni + Au, l'état de charge  $q$  du Ni est de 28+ et le nombre d'ions incidents est donné par la relation III.3 :

$$I = \text{Faraday} * 10^{-10} * \frac{(1 - TM)}{q * 1.6 * 10^{-19}} \quad (\text{III.3})$$

où TM représente le temps mort de l'acquisition et Faraday le nombre de coups dans la cage de Faraday situé après le multidétecteur INDRA.

Le nombre d'atomes dans la cible est :  $N = e_{\text{cible}} * \frac{N_a}{M_a}$  où  $e_{\text{cible}}$  est l'épaisseur de la cible,  $N_a$  est le nombre d'Avogadro et  $M_a$  est la masse molaire de la cible.

Pour l'expérience considérée, l'épaisseur de la cible d'Au utilisée était de  $200 \mu g/cm^2$ . Le nombre d'événements  $N_{\text{evts}}$  est alors fourni par la relation III.4 :

$$N_{\text{evts}} = \sigma * N * I \quad (\text{III.4})$$

Après application numérique, nous obtenons la formule III.5 pour la réaction Ni + Au :

$$\sigma_{(mbarns)} = \frac{N_{\text{evts}}}{\text{Faraday} * (1 - TM)} * 73.25 \quad (\text{III.5})$$

Le tableau III.1 donne, pour le système Ni + Au, les sections efficaces expérimentales de réaction pour les différentes énergies incidentes considérées.

Energie (AMeV)	32	52	90
Section efficace (trigger $\geq 1$ ) (barns)	46.45	47.12	32.12
Section efficace ( $M_{det} \geq 1$ ) (barns)	31.5	20.2	9.02

TAB. III.1 - Sections efficaces expérimentales totales de réaction  $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{197}_{79}\text{Au}$  pour différentes énergies incidentes avec une multiplicité  $M$  de modules touchés supérieure ou égale à 1.

Les résultats expérimentaux obtenus sont supérieures à ceux que l'on pourrait attendre. Tout d'abord, le calcul effectué sur le seuil de déclenchement expérimental (trigger) est surestimé compte tenu du fait que le détecteur enregistre l'événement dès qu'un module est touché que ce soit par une particule mais aussi par un  $\gamma$ , un électron... C'est pourquoi les valeurs sont excessivement grandes. Toutefois, si on impose un critère de multiplicité de particules effectivement détectées supérieur à 1 ( $M_{det} \geq 1$ ), les valeurs restent encore élevées d'autant plus que l'énergie incidente est faible. Cela signifie donc que les conditions expérimentales (faisceau) ne sont pas identiques dans tous les cas, notamment au niveau du bruit engendré (plus grand à basse énergie).

Energie (AMeV)	32	52	90
Section efficace (trigger $\geq 4$ ) (barns)	5.52	4.89	6.36
Section efficace ( $M_{det} \geq 4$ ) (barns)	2.9	3.9	4.0

TAB. III.2 - Sections efficaces expérimentales totales de réaction  $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{197}_{79}\text{Au}$  pour différentes énergies incidentes avec une multiplicité  $M$  de modules touchés supérieure ou égale à 4.

C'est pourquoi, nous avons repris nos calculs en ne prenant en compte que les événements de multiplicité 4 (trigger et particules détectées). Les résultats obtenus pour le déclenchement en module touchés, tableau III.2 sont de l'ordre de 5 barns. Quand le critère imposé est plus sévère, à savoir que 4 particules ont été effectivement détectées, les valeurs des sections efficaces sont plus faibles et sont plus faibles que la valeur de la section efficace géométrique.

## A.2 Multiplicités

La multiplicité est une façon simple d'avoir accès à la violence de la collision et donc à la dissipation en énergie engendrée lors de celle-ci.

La figure III.1 représente différentes multiplicités à 52 AMeV: totale, particules légères chargées (P.L.C.), fragments de charge supérieure à 3 (fragments de masse intermédiaire FMI ou IMF en anglais) ainsi que les fragments de charge supérieure à 8. La majeure partie des spectres sont constitués d'événements de faible multiplicité. Cependant, des multiplicités totales élevées peuvent être atteintes pour des collisions très violentes. La quantité d'énergie dissipée pour ces collisions est certainement maximale. C'est ce type de collisions



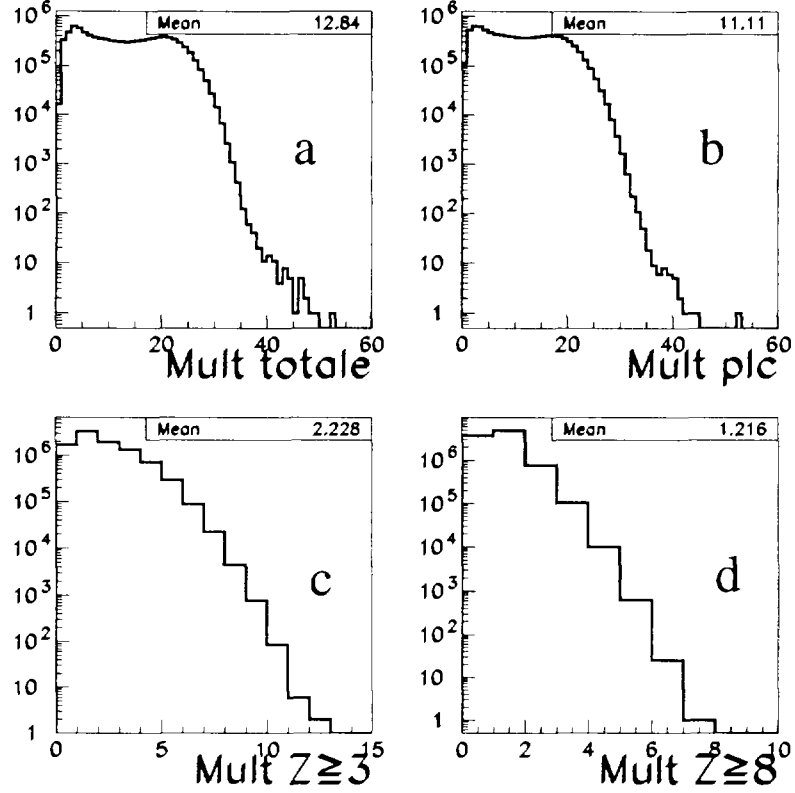


Figure III.1:  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 52 A MeV : Multiplicité totale a), multiplicité des particules légères chargées b), multiplicité des IMFs c) et multiplicité des fragments lourds d).

qui nous intéressera dans la suite de notre étude.

### A.3 Classes de détection

Une vue globale de la qualité de détection des réactions nucléaires mesurées avec un multidétecteur  $4\pi$  est donnée par la représentation de la corrélation entre la quantité totale d'impulsion détectée ( $P_{tot}$ ) et de la quantité totale de charge détectée ( $Z_{tot}$ ) (ces valeurs étant normalisées aux valeurs incidentes).

La figure III.2 représente la corrélation entre ces deux variables pour le système à 52 A MeV. Différentes zones se dégagent très nettement.

La première zone (A) représente les événements où une faible proportion de l'impulsion (20%) et de la charge ( $Z \leq 10$ ) a été détectée. Ces réactions correspondent majoritairement

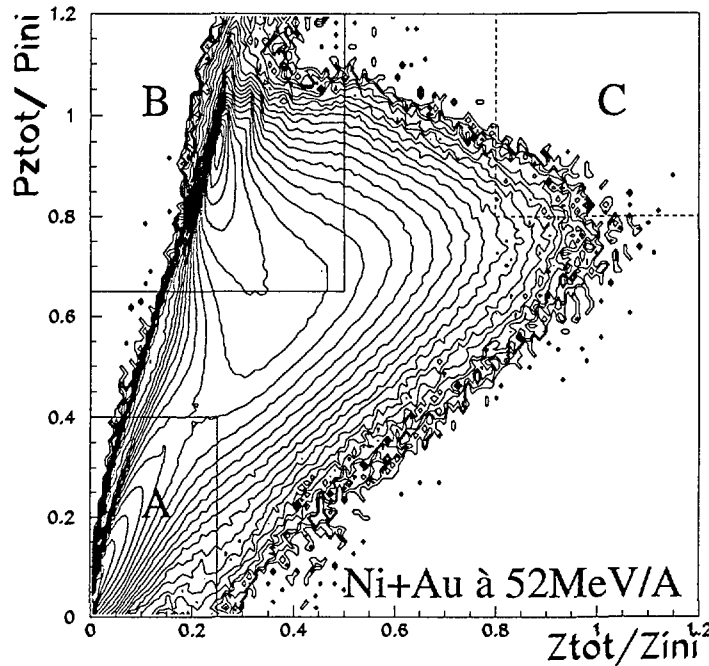


Figure III.2: Corrélation  $P_{tot}$ - $Z_{tot}$ . Les niveaux de contours correspondent à une échelle logarithmique.

au cas où le quasi-projectile (QP) a été très peu dévié (d'un angle inférieur à 2 degrés, non couvert par INDRA). Ces collisions sont très périphériques (peu d'interaction et donc peu de produits de réaction) : la quasi-cible (QC) n'a alors pas une vitesse suffisante pour passer les seuils. On ne détecte alors que des particules et fragments émis par les deux partenaires (QP et QC).

La zone (B), associée à un faible taux en charge détecté ( $Z \approx 27$ ) mais à la quasi-totalité de l'impulsion, correspond aussi à des réactions périphériques où cette fois le QP a été suffisamment dévié pour être détecté.

La zone (C) correspond aux événements habituellement appelés événements complets [MARIE95], c'est-à-dire où 80% de la charge et de l'impulsion sont détectées. On peut d'ores et déjà remarquer qu'une faible proportion des événements peuplent cette zone. Ce phénomène a sans doute pour origine l'asymétrie du système, qui provoque des conditions cinématiques défavorables de détection.

#### A.4 Corrélation Charge du plus gros fragment-Multiplicité

La corrélation entre la multiplicité totale des événements et la charge du fragment détecté le plus lourd ( $Z_{max}$ ) (figure III.3) donne une indication globale de la violence des collisions.

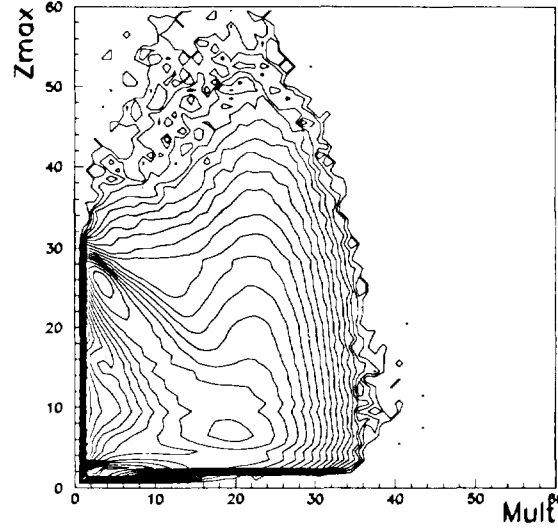


Figure III.3: *Corrélation  $Z_{\max}$ -Multiplicité totale pour  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 52 A MeV. Les niveaux de contours correspondent à une échelle logarithmique.*

Là encore, différents groupes se dessinent permettant d'apprécier différents types de réactions survenues lors de l'expérience. On peut remarquer qu'il existe une forte anticorrélation entre la multiplicité et le fragment le plus lourd puisque la diminution de la multiplicité s'accompagne d'une augmentation de la charge du plus gros fragment pour des multiplicités relativement faible ( $M \leq 20$ ).

Malgré la présence de cette anticorrélation, on peut obtenir des fragments lourds avec une multiplicité forte. Cela peut s'expliquer soit par une fusion (incomplète) entre le QP et la QC, soit par une fragmentation du projectile et de la cible lors d'une collision binaire très dissipative. Nous y reviendrons par la suite.

De plus, on retrouve les collisions où ni le Q.P. ni la Q.C. n'ont été détectés pour des multiplicité faibles associée à un  $Z_{\max}$  faible : seuls les produits émis par les deux partenaires sont détectés. Ces collisions correspondent à la zone A de la figure III.2.

## A.5 Corrélation Charge-Vitesse

Une représentation synthétique des caractéristiques cinématiques des produits de réaction est la corrélation entre la charge détectée et la composante de la vitesse parallèle au faisceau (appelée vitesse parallèle) de la particule. On peut alors distinguer grossièrement différentes classes de réaction.

La zone A de la figure III.4 correspond à des fragments de petites tailles ( $Z < 10$ ) émis

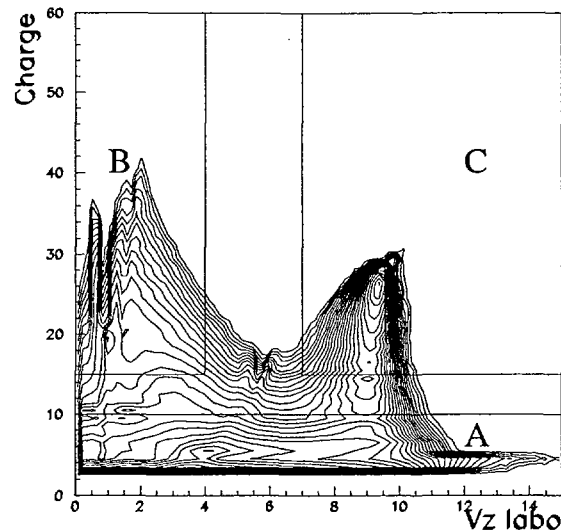


Figure III.4: *Corrélation Charge-Vitesse parallèle (cm/ns) pour Ni + Au à 52 A MeV. Les niveaux de contours correspondent à une échelle logarithmique.*

à des vitesses allant de 0 à des vitesses extrêmement élevées. Ces particules légères proviennent sans doute d'une superposition de mécanismes et de sources. Il est donc difficile d'émettre des hypothèses concernant leur origine.

La zone B correspond à des fragments relativement lourds ayant une petite vitesse dans le laboratoire ( $v < 4$  cm/ns). Ce sont certainement des résidus de la cible d'Au voire des fragments de fission de l'Au pour laquelle on ne détecterait qu'un des deux fragment (le plus rapide) (cf paragraphe C.3. du chapitre II) .

La dernière région (C) représente des fragments ayant une vitesse proche de celle du projectile et une charge d'environ 25 soit quasiment la charge du Nickel. Ce sont donc des fragments associés aux collisions périphériques. Le projectile peut avoir émis quelques particules en raison de sa faible énergie d'excitation (peu d'interaction avec la cible), et l'on observe alors une dissipation en charge symbolisée par la branche visible en C.

Les collisions Ni + Au conduisent donc, comme nous venons de le voir, à divers types de réaction que le multidétecteur INDRA permet de détecter de manière plus ou moins complète. Par la suite, nous chercherons à isoler les réactions les plus violentes ; celles où le dépôt en énergie est le plus important, tout en conservant une qualité de détection acceptable.

## B Complétude

### B.1 Pourquoi un critère de complétude?

Comme précédemment évoqué, l'étude proposée dans ce mémoire est l'étude de la multifragmentation du système  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 52 AMeV. La multifragmentation d'un système nucléaire génère une multitude de produits de réaction qui sont détectés avec un instrument de mesure plus ou moins performant. L'étude de ce processus particulier de désexcitation des noyaux chauds requiert un maximum d'informations afin de pouvoir comprendre les mécanismes mis en jeu et ainsi de pouvoir "remonter" le temps depuis la détection des produits froids jusqu'au tout début de la collision. Le multidétecteur INDRA a été élaboré dans ce but : détecter la plupart (90%) des produits chargés issus de réactions nucléaires afin d'avoir une information complète sur les événements. L'avènement de nombreux multi-détecteurs 4 $\pi$ , tels que FOPI [GOBBI93], AMPHORA [DRAIN89], MINIBALL [SOUZA90] a été motivé par la volonté de détecter tous les produits émis lors de collisions d'ions lourds pour ainsi étudier les réactions en ayant le maximum d'informations et en ayant accès aux corrélations entre fragments et particules à l'intérieur d'un événement.

INDRA ne permettant pas de détecter de manière complète tous les types de réaction, les nombreuses études qui ont déjà été effectuées jusqu'à présent sur la multifragmentation à l'aide des données INDRA ([MARIE97], [LE FEVRE97], [SALOU97], [NGUYEN98], [FRANKLAND98], [LE NEINDRE99]), [MASQUAY99], requièrent un critère de complétude : la détection soit d'une majeure partie de la charge totale (en général 80%), soit d'une majeure partie de l'impulsion totale (également 80%), soit les deux conditions simultanément requises. On élimine ainsi la quasi-totalité des collisions les plus périphériques [METIVIER95] mais on ne biaise pas l'analyse des données par un manque d'information.

C'est dans ce contexte général d'étude que nous avons tout d'abord commencé par sélectionner les événements complets dans les réactions  $\text{Ni} + \text{Au}$ .

### B.2 La complétude dans la réaction $\text{Ni} + \text{Au}$ de 32 à 90 AMeV

La carte III.2 nous laissait présager le faible taux d'événements dits complets, c'est-à-dire dont la charge et l'impulsion totales ont été détectées à plus de 80%. Le tableau III.3 indique le nombre d'événements correspondants ainsi que le pourcentage qu'il représente par rapport à la totalité des données issues de l'expérience, selon l'énergie incidente (à titre d'information, toutes les énergies disponibles du système sont mentionnées).

Au vu de ces chiffres, il n'est évidemment pas possible de travailler sur les événements complets à 80% (en charge et impulsion) car, en effet, le nombre d'événements sélectionnés ne représentent pas une part significative du nombre total d'événements (pourcentage et donc statistique extrêmement faibles, la plupart du temps  $< 1\%$ ). A titre de comparaison, les événements complets à 80% représentent 12,5% de la totalité dans la réaction  $\text{Xe} +$

Energie	32 AMeV	52 AMeV	74 AMeV	82 AMeV	90 AMeV
nbre d'évts total	9275329	9508130	9967521	9052774	14142337
nbre d'évts complets 80%	2605(0.03%)	3664(0.04%)	3283(0.03%)	2870(0.03%)	4344(0.03%)
nbre d'évts complets 70%	26077(0.2%)	43230(0.4%)	49339(0.5%)	49208(0.5%)	76585(0.5%)
nbre d'évts complets 60%	135309(1.5%)	207178(2.2%)	258717(2.6%)	26460(2.9%)	408906(2.9%)

TAB. III.3 - Nombre d'événements de la réaction  $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{197}_{79}\text{Au}$  pour différentes énergies incidentes et pour différents critères de complétude (en charge totale et impulsion parallèle détectées).

Sn à 50 AMeV, [MARIE95]. Les seuils de complétude à 60% pour Ni + Au à 52 AMeV n'atteignent même pas cette valeur. Nous ne pouvons donc pas travailler avec un critère de complétude car la proportion des événements pris en compte serait très (trop) faible. Nous allons maintenant essayer de comprendre pourquoi nous obtenons des résultats si faibles.

### B.3 Pourquoi si peu d'événements complets?

Un des moyens de comprendre ce faible taux d'événements complets est d'essayer de reconstruire ce que nous n'avons pas détecté. Evidemment, nous ne savons pas si nous avons perdu un, deux (voire plus) fragments. Pour cette étude la seule solution envisageable est de *supposer* que le détecteur n'a perdu qu'un fragment (nous rappelons que la détection des particules légères est de l'ordre de 90%) car il est impossible de gérer les cas où on a perdu plus d'un fragment. Cette condition est donc une condition *minimale* de détection.

Par conservation de la charge et de l'impulsion, nous avons donc reconstruit l'unique fragment non détecté. Cette conservation en impulsion et charge tient compte de l'efficacité géométrique d'INDRA. Le fragment reconstruit ne doit évidemment pas passer les seuils de détection du détecteur sinon notre hypothèse n'est plus valable. Pour vérifier ce point, nous utilisons la simulation d'INDRA, [CUSSOL] et regardons si le fragment passe ou non, les seuils de détection.

La méthode de reconstruction est alors la suivante :

- calcul de l'impulsion manquante (en fait il s'agit d'une pseudo-impulsion résultant du produit de la charge par la vitesse parallèle) :

$$P_{manq} = P_{ini} - P_{det} - (P_{plc}/9)$$

- calcul de la charge manquante :

$$Z_{manq} = Z_{ini} - Z_{det} - (Z_{plc}/9)$$

où  $P_{ini}$  est le produit de la charge initiale par la vitesse parallèle initiale,  $Z_{ini}$  la charge initiale,  $P_{det}$  est le produit de la charge détectée par la vitesse parallèle détectée,  $Z_{det}$  est la charge totale détectée et  $P_{plc}$  et  $Z_{plc}$  sont les sommes des impulsions et charges des particules légères. Les termes correctifs  $P_{plc}/9$  et  $Z_{plc}/9$  proviennent du fait qu'INDRA détecte les particules légères à 90% en moyenne ; on aurait alors du détecter  $1/0.9 * M_{plc}$  à la place de  $M_{plc}$ . Nous devons donc corriger ce manque d'information en prenant le rapport  $1/0.9 - 1$  soit  $1/9$ . Il faut noter que les impulsions ( $Z * V_{//}$ ) des particules légères détectées sont plus grandes que celles des particules qu'on a perdues, ce qui minimise la valeur de  $P_{manq}$ . On peut noter également que la pseudo-impulsion calculée par le produit de la charge par la vitesse n'est pas strictement conservé ; c'est une approximation qu'il convient de se rappeler bien que son effet ait pu être estimé (à l'aide de simulations) comme du second ordre.

De plus, si le fragment reconstruit a une charge inférieure à 10, alors nous estimons que l'événement est complet ( $Z_{tot} \geq 90\%$ ) et que nous n'avons pas à introduire un fragment plutôt qu'une, voire plusieurs particules légères chargées. Dans ce cas, nous ne prenons pas en compte l'événement pour vérifier notre hypothèse de reconstruction.

Une fois, les caractéristiques du fragment établies, sa validité physique est testée par le dispositif expérimental simulé. Deux cas peuvent se présenter : soit le fragment est détectable et alors notre reconstruction est certainement erronée, soit ce fragment ne passe pas les seuils de détection et alors la condition minimale de validité est vérifiée. Bien sûr ce test ne peut, en aucun cas, certifier que l'hypothèse de reconstruction sur un unique fragment est justifiée, mais permet néanmoins d'avoir une idée relativement correcte de ce que nous avons perdu lors de l'expérience.

La figure III.5 représente la corrélation charge-vitesse du fragment reconstruit à 52 AMeV. Il est à noter que seulement 5% des fragments reconstruits sont à l'origine détectables par le dispositif expérimental. Dans notre hypothèse, le fragment perdu est alors un fragment lourd et lent ( $Z$  compris entre 50 et 60 et  $v < 2$  cm/ns), qui est, dans la majorité des cas, le fragment le plus lourd de l'événement. Le résultat de la reconstruction nous paraît donc tout à fait cohérent même si la validité de la méthode ne peut pas être certifiée.

Le faible nombre d'événements complets est donc essentiellement dû à la vitesse de recul de la cible beaucoup trop faible pour permettre aux fragments lourds et lents émis à l'arrière du centre de masse de la réaction de passer les seuils. La superposition des cartes (figure III.6) de corrélations charge-vitesse dans le laboratoire du fragment reconstruit d'une part, et des particules et fragments détectés d'autre part, nous montre que notre hypothèse semble raisonnable puisqu'on observe une continuité des données.

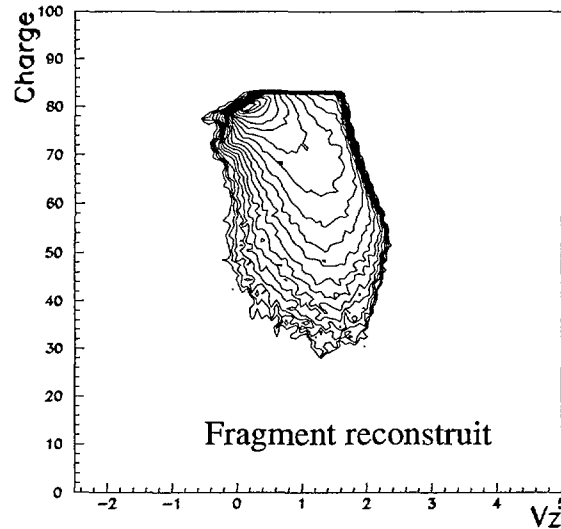


Figure III.5: *Corrélation charge-vitesse parallèle (cm/ns) dans le laboratoire du fragment non détecté (reconstruit) dans la réaction Ni + Au 52 AMeV.*

On peut remarquer qu'on ne reconstruit pas de fragments de fission de l'Au (absence de fragments de charge de l'ordre de 40). C'est en fait la méthode de reconstruction qui ne le permet pas : nous avons supposé que nous ne perdions qu'un fragment. Le fragment reconstruit a alors une charge de l'ordre de celle de la cible et une vitesse centrée autour de 0. Dans le cas de la fission, les deux fragments de fission ne seront pas détectés ou alors de manière très improbable (cf paragraphe C.3.1) et l'hypothèse utilisée ici ne sera pas valide.

Nous aurions pu utiliser cette reconstruction dans l'analyse des événements, cependant d'une part, quelles que soient les vérifications effectuées nous ne pouvons jamais être complètement assurés de la reconstruction puisque, par définition, c'est une information à laquelle nous n'avons pas accès : on risque d'introduire des biais importants, d'autant plus que nous voulons par la suite étudier les collisions les plus dissipatives. D'autre part, si l'hypothèse d'affecter toute l'information manquante à un fragment est plausible à 32 et 52 AMeV, elle ne l'est plus à plus haute énergie : à 90 AMeV, seuls 50% des fragments reconstruits ne sont pas détectables.



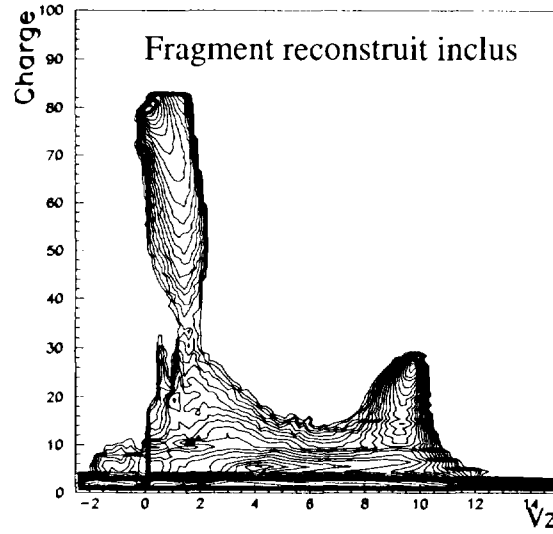


Figure III.6: *Corrélation charge-vitesse parallèle (cm/ns) dans le laboratoire pour le système Ni + Au à 52 A MeV. Le fragment reconstruit est ici inclus.*

## C Présentation des variables de sélection: variables globales

Nous venons de voir que le critère de complétude n'est pas pertinent pour les données issues de la réaction Ni + Au, et ce quelle que soit l'énergie incidente. Nous devons donc chercher un moyen de sélectionner les collisions dissipatives tout en nous assurant que la sélection n'est pas altérée par le manque d'informations.

De nombreuses variables globales sont à notre disposition pour sélectionner des classes d'événements. Selon la nature de la sélection désirée, du système nucléaire, de l'énergie de bombardement, le choix de ces variables comme sélecteur se révèle être plus ou moins pertinent. Nous présentons ici une liste non exhaustive qui répertorie des variables de sélection qui ont déjà été utilisées dans divers travaux et qui nous serviront par la suite.

Nous classerons ces variables en deux catégories: les variables statiques et les variables cinématiques (faisant intervenir les énergies cinétiques).

Dans ce chapitre, le centre de masse correspond au centre de masse de la réaction.

### C.1 Variables statiques

#### C.1.1 Multiplicités

La multiplicité totale de particules (ou seulement des particules légères  $Z \leq 2$ ) détectées est sans doute la variable de sélection la plus simple et la plus intuitive à notre disposition.

En effet, il est facile de corrélér la violence de la collision au nombre de produits créés : la multiplicité augmente avec la violence de la collision. Cette sélection a d'ailleurs été souvent utilisée : [COLI98], [HAMILTON96], [MAGDA96].

La multiplicité de fragments de masse intermédiaire (notée par la suite IMF ou FMI),  $Z \geq 3$ , peut aussi être un critère de sélection [GHARIB98], [D'AGOSTINO95], [LOPEZ93] pour les collisions candidates à l'étude de la multifragmentation.

Il est à noter que ces sélections en variables globales sont souvent associées à une autre sélection (notamment un critère de complétude).

### C.1.2 Somme des charges des fragments ( $Z_{bound}$ )

Le  $Z_{bound}$  correspond à la somme des charges des fragments dont la charge est supérieure à 3. Plus la collision est violente, plus on s'attend à "casser" les noyaux en particules légères. Cette variable de sélection est surtout employée à plus haute énergie de bombardement, [SCHÜTTAUF96], [KREUTZ93], où la violence de réaction et les mécanismes mis en jeu sont tels que la variation de  $Z_{bound}$  est considérée comme pertinente, ce qui, aux énergies de Fermi, est plus difficile à apprécier (du moins pour l'utiliser comme sélection unique), du fait des grandes fluctuations en charge observées.

## C.2 Variables cinématiques

### C.2.1 Energie transverse $E_{trans}$

L'énergie transverse des particules légères permet de caractériser la violence de la collision puisque qu'elle est l'image de la dissipation de l'énergie incidente longitudinale en énergie perpendiculaire à l'axe du faisceau [PHAIR92], [LUKASIK97], [NGUYEN98], [GENOUIN99], [BOCAGE98]. L'énergie transverse, calculée sur les particules légères chargées ( $Z \leq 2$ ), présente un avantage certain puisque l'efficacité du multidétecteur INDRA est très grande pour celles-ci :

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^{M_{plc}} E_{\perp}^i$$

$$\text{où } E_{\perp}^i = 1/2 m (v_{\perp}^i)^2 .$$

### C.2.2 Rapport d'isotropie en énergie

Le rapport d'isotropie en énergie est défini à partir des énergies cinétiques parallèle et perpendiculaire à l'axe du faisceau :

$$E_{iso} = \frac{\sum_{i=1}^{Mult} E_{\perp}^i}{\sum_{i=1}^{Mult} E_{//}^i}$$

Cette variable s'est souvent avérée très pertinente pour la sélection de collisions centrales à des énergies supérieures à 100 AMeV, [SCHAUBURG99].

### C.2.3 Thrust $T_2$

Cette variable est souvent utilisée en physique des hautes énergies pour la recherche des directions privilégiées d'émission de matière (jets). Pour deux jets, le Thrust s'écrit, [MJAHE87] :

$$T_2 = \max_{c_1 c_2} \frac{|\sum_{i \in c_1} \vec{P}_i| + |\sum_{j \in c_2} \vec{P}_j|}{\sum_{k=1}^{M_{ult}} |\vec{P}_k|}$$

où  $c_1$  et  $c_2$  sont deux sous-groupes et décrivent les partitions possibles pour les particules d'impulsion  $\vec{P}$ . Plus le thrust est grand, plus les deux sous-ensembles sont séparés :

- $T_2 = 1$  structure idéale en deux jets
- $T_2 = 0.5$  distribution isotrope (pas de jet)

Cette variable de sélection est performante à grande multiplicité de particules donc à haute énergie de bombardement. Aux énergies intermédiaires, on peut douter de son efficacité [METIVIER95].

### C.2.4 Moments de Fox et Wolfram ( $H_2, H_4$ )

D'autres variables de sélection issues de la physique des particules sont utilisées pour isoler les collisions les plus centrales : les moments d'ordre  $l$  de Fox et Wolfram [FOX78] :

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{P}_i| |\vec{P}_j|}{(\sqrt{S})^2} p_l(\Phi_{ij})$$

où  $\Phi_{ij}$  est l'angle entre les particules  $i$  et  $j$ ,  $\sqrt{S}$  est la valeur du quadrivecteur énergie-impulsion dans le centre de masse de la réaction,  $P_i$  l'impulsion de la particule  $i$  et  $p_l$  est le polynôme de Legendre d'ordre  $l$ .

Les moments de Fox et Wolfram permettent de sélectionner des formes plus ou moins compactes dans l'espace  $\vec{P}$  et ont été utilisés pour mettre en évidence des collisions centrales (notamment le moment d'ordre 2) [MARIE95]. Là encore, l'effet du faible nombre de particules entrant dans ce calcul n'est pas sans influence notable. Ce sélecteur est sans doute mieux adapté pour sélectionner les collisions périphériques que centrales [MARIE95], [SALOU97].

### C.2.5 Vitesse relative et dispersion ( $Y_{33}$ )

La variable  $Y_{33}$  mesure la dispersion entre les vitesses relatives des fragments d'un événement. Pour un événement à trois corps, on a [BOUGAULT88] :

$$Y_{33} = \langle V_{rel} \rangle - V_{rel}^{min}$$

$$\text{où } \langle V_{rel} \rangle = \frac{1}{3}(V_{rel}^{12} + V_{rel}^{23} + V_{rel}^{13}) \text{ et } V_{rel}^{min} = \text{Min}(V_{rel}^{ij}) \quad \text{avec } V_{rel}^{ij} = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$$

Plus  $Y_{33}$  est petit, plus la dissipation de l'événement est grande. La sélection se fera sur la plus grande valeur calculée parmi l'ensemble des triplets ( $Y_{max}$ ), [LOPEZ93], si le nombre de fragments est supérieur à 3.

### C.2.6 Analyse en forme : angle de flot, sphéricité, coplanarité

Les définitions de ces variables dites de "forme", se trouvent dans l'annexe A. Un événement peu dissipatif aura un flux de matière relativement proche de l'axe du faisceau et aura donc un petit angle de flot. La dissipation augmentant avec la violence de la collision, on aura une émission isotrope si cette dernière est suffisamment élevée. La distribution en angle de flot est alors plate dans le domaine de définition entre 0 et 90° car l'angle de flot n'a pas de signification particulière. Pour éliminer les collisions les moins dissipatives, une coupure en angle de flot est alors effectuée [SALOU97], [MARIE97], [NGUYEN98], [FRANKLAND98], [LE NEINDRE99], en ne retenant que les grandes valeurs d'angle de flot ( $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ ).

Quant aux variables de sphéricité et coplanarité, elles nous donnent une vision globale de la forme des événements (plus ou moins compacts). Nous utiliserons par la suite la sphéricité calculée à partir des particules légères et celle calculée à partir des IMF, ce qui nous permet de déconvoluer des éventuels effets de prééquilibre (les PLC étant les plus affectées). Pour le flot et la coplanarité, seul le calcul avec les IMF a été pris en compte.

## D Sélection des collisions centrales

Les études menées dans ce mémoire portent sur les collisions conduisant à la formation d'une seule source. Le dépôt d'énergie dans ces collisions est maximum, ce sont des réactions très violentes. Or la violence de la collision pour une énergie incidente donnée augmente quand le paramètre d'impact baisse, nous devons donc trouver un moyen de séparer les collisions les plus centrales. Les critères requis pour la caractérisation de ces réactions sont les suivants : ces collisions sont très dissipatives, les multiplicités en particules légères et fragments sont alors élevées. De plus, ces collisions doivent avoir perdu la mémoire de la voie d'entrée, ce qui indique qu'une source de quasi-fusion a été créée. Un dernier critère concerne l'isotropie des produits émis et souligne que l'énergie incidente s'est complètement dégradée.

## D.1 Sélection avec des variables globales

Des sélections effectuées avec les variables précédemment citées ne peuvent être conduites sur des événements complets car aucune ne répond alors aux critères de sélection demandés pour les collisions centrales.

Quelques sélections sont présentées dans les paragraphes suivants. Pour chacune d'elle, la comparaison est effectuée en prenant ou non uniquement les événements complets et en relachant la contrainte de complétude à 70% (à titre indicatif) et ce, pour se ramener à des études qui ont déjà été menées sur d'autres systèmes sur les événements complets. Toutes les sélections possibles ne sont pas exposées ici car les coupures sur d'autres variables aboutissent pratiquement aux mêmes conclusions.

## D.2 Sélection en multiplicité

Comme nous l'avons déjà dit la multiplicité semble être une variable de sélection effective pour un classement grossier en violence de collision.

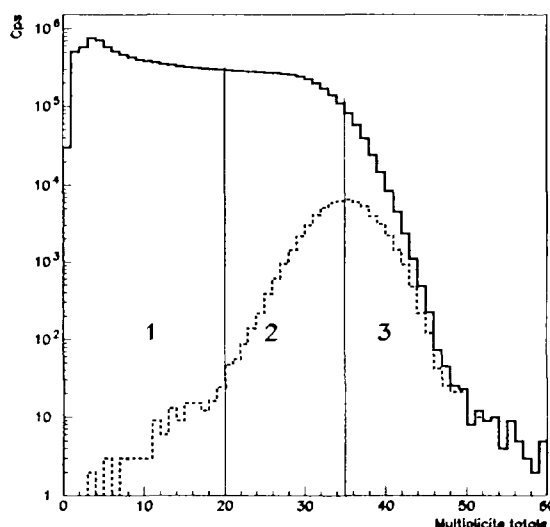


Figure III.7: *Multiplicité totale pour le système Ni + Au 90 A MeV avec trois coupures dans la distribution : la courbe en trait plein représente la totalité des événements, la courbe en pointillé représente uniquement les événements complets (70%).*

Nous avons appliqué sur tous les événements de la réaction Ni + Au à 90 A MeV, un critère de sélection se basant sur la multiplicité totale. Les réactions à 32 et 52 A MeV conduisent au même résultat mais comme le dépôt en énergie est plus grand pour une énergie incidente élevée, nous avons préféré illustrer notre exemple avec l'énergie dispo-

nible la plus forte, soit 90 AMeV, pour avoir ainsi une dynamique plus grande de sélection.

Nous avons représenté, sur la figure III.7, la multiplicité totale des événements complets (trait pointillé) ou sans condition de complétude (trait plein) ainsi que les différentes coupures que nous avons déterminées en s'assurant de leur représentativité du point de vue statistique.

### D.2.1 Tous les événements

La figure III.8 présente différentes observables pour les trois coupures dans la distribution en multiplicité totale définies sur la figure III.7. Les deux premières coupures présentent des réminiscences de la voie d'entrée : en effet, que ce soit sur la distribution de charge, le fragment le plus gros ou la charge totale détectée, nous avons un pic qui apparaît pour la charge du Ni; nous sélectionnons donc des collisions peu dissipatives. En ce qui concerne la gamme en multiplicité la plus élevée (supérieure à 35, colonne la plus à droite), les collisions sont violentes mais la distribution de charge ainsi que la charge du fragment le plus gros présente une extension qui laisse supposer que nous ne sélectionnons pas que les collisions les plus dissipatives. De plus, il existe peu de différence entre les deux dernières tranches sélectionnées en ce qui concerne la distribution de charge. La production de fragments de masse intermédiaire semble faible pour ce type de réactions, compte tenu de l'énergie disponible (pour les réactions de type collisions centrales du système Xe + Sn à 50 AMeV, on atteint des multiplicités moyennes de l'ordre de 7 [MARIE95]).

### D.2.2 Événements complets

Si nous ne prenons en compte que les événements complets, nous tronquons considérablement la distribution en multiplicité sur toute la gamme (notamment pour les hautes multiplicités), figure III.7. Or si nous souhaitons isoler les événements les plus dissipatifs, il est clair, qu'utiliser les événements complets et une coupure en multiplicité biaise considérablement les résultats. Cependant à titre de comparaison, nous présentons les mêmes variables (hormis le  $Z_{tot}$ ) que précédemment sur ce lot d'événements complets pour la dernière tranche en multiplicité sur la figure III.9. Les collisions sélectionnées sont dissipatives mais présentent encore une forte mémoire de la voie d'entrée comme le montre la corrélation entre la charge et la vitesse dans le repère du centre de masse : nous observons une forte production des fragments légers à l'avant (asymétrie avant/arrière).

La multiplicité ne permet donc pas de séparer sans ambiguïté les collisions les plus dissipatives du reste des événements, ce que les travaux [METIVIER95], [LE FEVRE97] et [MASQUAY99] avaient d'ailleurs déjà montré sur d'autres systèmes.

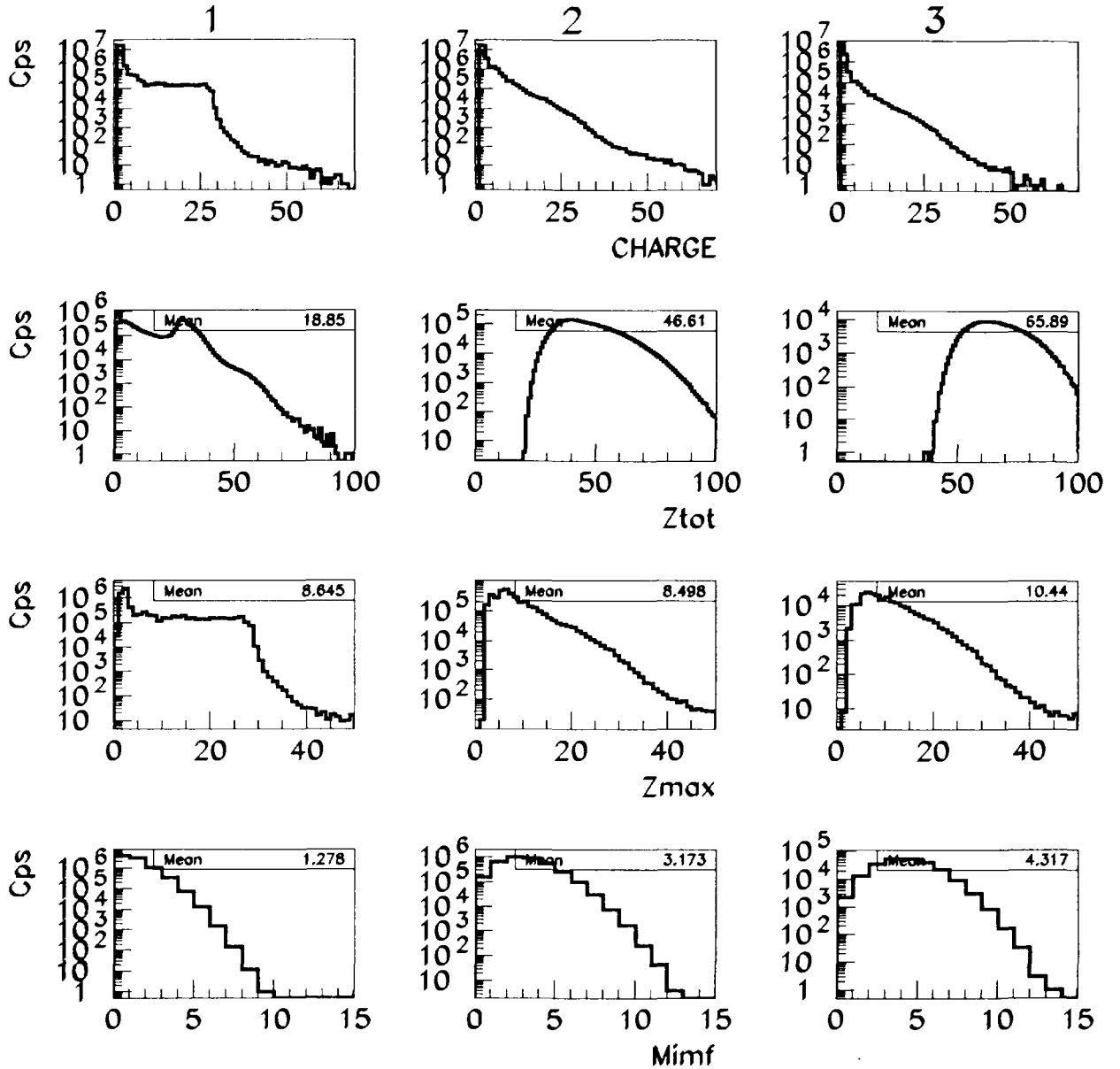


Figure III.8: Données Ni + Au 90 AMeV. Distribution de charge, charge totale détectée, charge du plus gros fragment et multiplicité des IMF pour les coupures (1)  $M \leq 20$  (colonne de gauche), (2)  $20 \leq M \leq 35$  (colonne du milieu) et (3)  $M \geq 35$  (colonne de droite) définies sur la figure III.7.

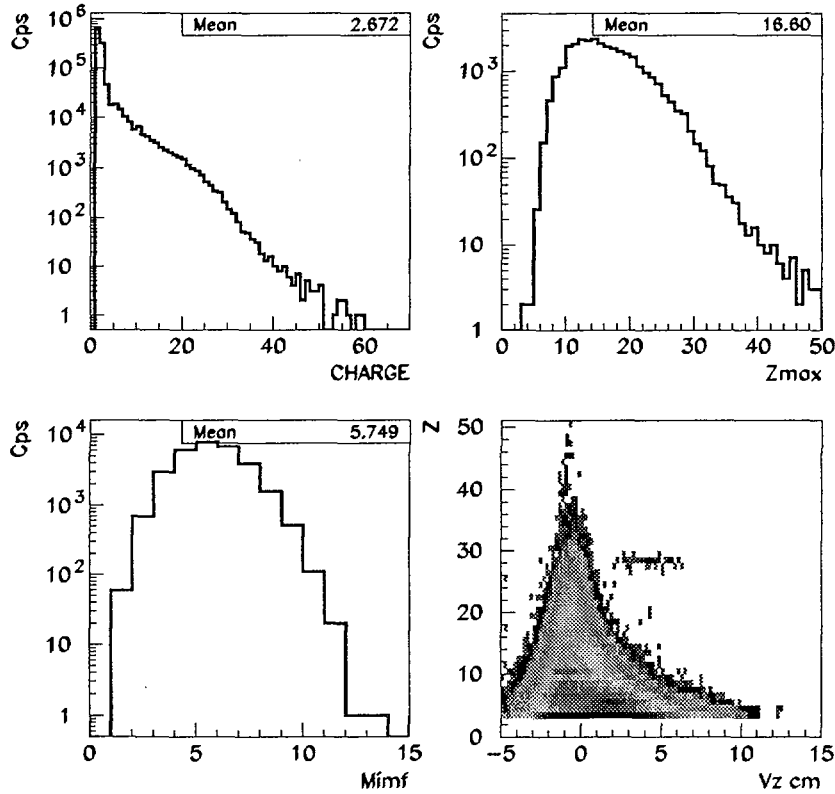


Figure III.9: *Distribution de charge, charge du plus gros fragment, multiplicité des IMF et la corrélation entre la charge et la vitesse (cm/ns) dans le repère du centre de masse pour les multiplicités supérieures à 35 (événements complets à 70%) pour le système Ni + Au à 90 AMeV.*

### D.3 Sélection en énergie transverse

Une coupure en énergie transverse est une autre sélection couramment appliquée. Celle-ci est corrélée à la multiplicité, comme le montre la figure III.10. Cette variable est donc liée là encore à la violence de la collision. C'est pourquoi nous avons choisi de présenter les sélections effectuées avec celle-ci. Nous avons choisi d'illustrer cette sélection pour une énergie incidente de 32 AMeV cette fois. Une branche de faible multiplicité associée à de grandes énergies transverses apparaît qui pourraient être dues à un problème expérimental (seuils hauts du CsI dans la couronne 12 notamment).

#### D.3.1 Tous les événements

Les coupures effectuées dans la distribution en énergie transverse sont présentées sur la figure III.11 pour les événements complets (trait pointillé) ou non (trait plein). Les



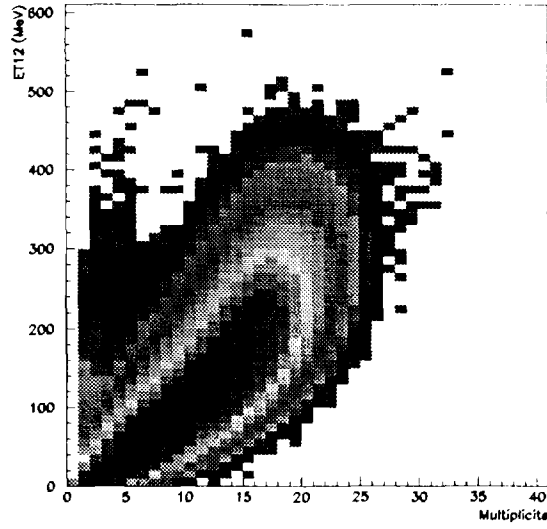


Figure III.10: *Corrélation énergie transverse-multiplicité pour le système Ni + Au à 32 A MeV. Les différentes couleurs correspondent à une échelle logarithmique.*

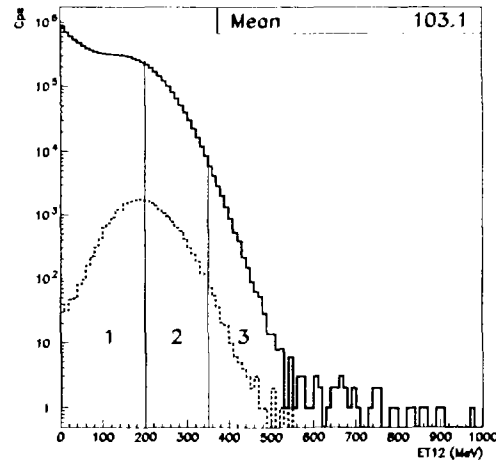


Figure III.11: *Distribution en énergie transverse pour le système Ni + Au à 32 A MeV pour tous les événements (trait plein) et pour les événements complets (trait pointillé). Les sélections en énergie transverse sont indiquées : sélection 1 :  $E_t < 200$  MeV, sélection 2 :  $200 \leq e_t \leq 350$  MeV et sélection 3 :  $E_t > 350$  MeV).*

réactions les plus dissipatives ne sont donc pas toutes incluses dans la sélection des événements complets. Une première raison est la présence des réactions de très faible multiplicité associées à de grandes énergies transverses (précédemment citées). Ces

réactions se retrouvent bien évidemment exclues de la sélection en complétude. De plus, la corrélation entre la multiplicité et l'énergie transverse, figure III.10 indique que pour les faibles multiplicités, on a une forte corrélation entre les deux variables mais celle-ci tend à être beaucoup moins établie quand la multiplicité augmente. Cette remarque peut expliquer pourquoi la sélection des événements complets n'englobe pas la totalité des plus fortes énergies transverses.

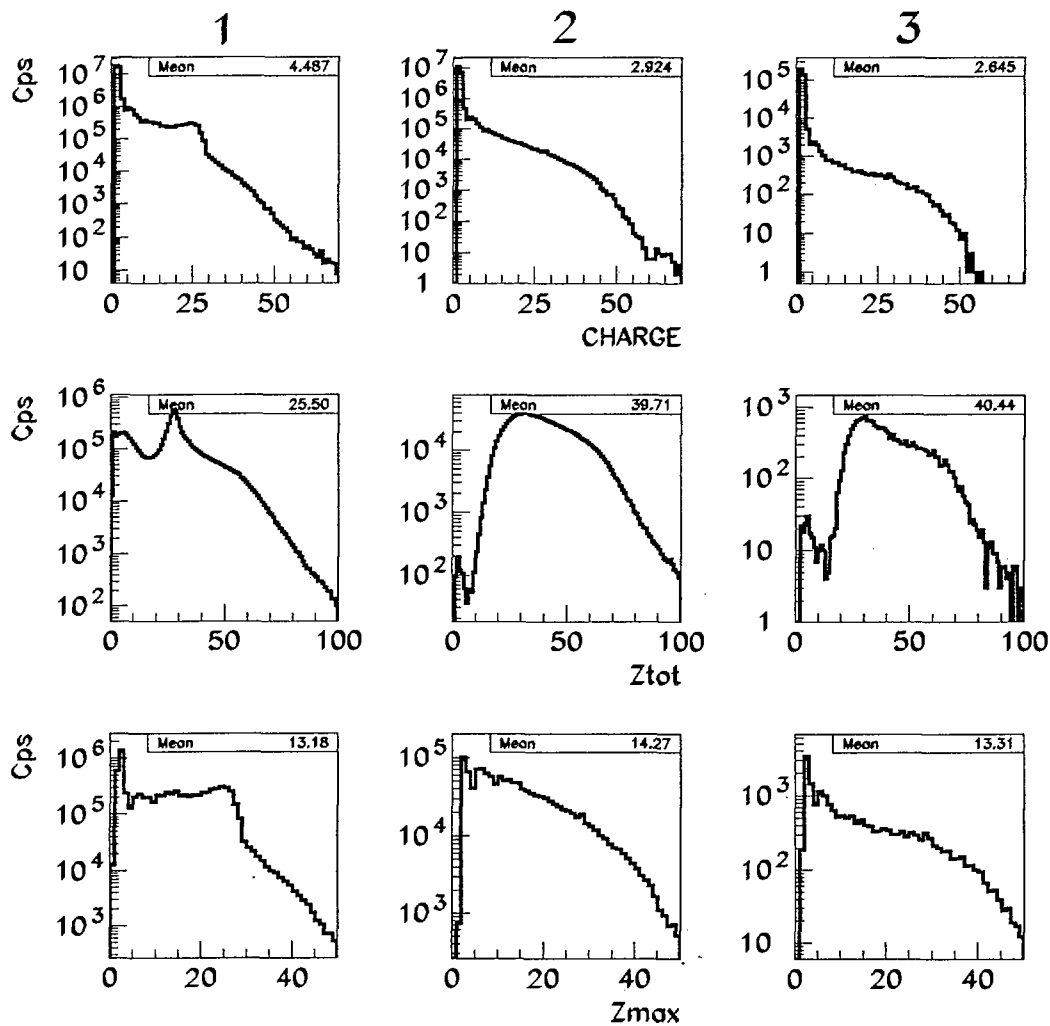


Figure III.12: *Distribution de charge, charge totale détectée et charge du plus gros fragment pour le système Ni + Au à 32 A MeV pour les différentes coupures indiquées dans la figure III.11.*

La figure III.12 présente les distributions de charge, de charge totale détectée et de

charge du fragment le plus gros pour les différentes tranches d'énergie transverse. Les réactions sélectionnées pour les deux premières (colonne de gauche et du milieu) sont clairement des collisions peu dissipatives : le quasi-projectile est présent dans les distributions.

Les réactions sélectionnées dans la troisième tranche sélectionnent de faibles charges totales détectées. Ceci peut s'expliquer par le fait que ces collisions qui peuvent être effectivement très violentes sont très mal détectées. Nous ne pouvons pas considérer, sans ambiguïté, notre lot d'événements comme représentatif des collisions les plus dissipatives.

### D.3.2 Événements complets

La sélection en événements complets à 70% ne permet pas d'intégrer les réactions dont l'énergie transverse est la plus grande comme le montre la figure III.11. De la même façon que pour la multiplicité, nous présenterons quelques observables pour les événements complets dont l'énergie transverse est supérieure à 350 MeV uniquement pour discussion puisqu'il n'est absolument pas raisonnable de travailler sur ce lot d'événements, compte tenu de la faible statistique offerte, figure III.13.

Les réactions isolées en imposant un critère de complétude avant d'effectuer une sélection sur l'énergie transverse semblent être des collisions effectivement très violentes mais la statistique est si faible que ce lot d'événements ne peut en aucun cas être représentatif.

Nous ne sélectionnons donc pas seulement les collisions les plus dissipatives en utilisant l'énergie transverse comme sélecteur que ce soit sur les événements complets ou non. Les résultats concernant les autres énergies présentent les mêmes conclusions. Les fluctuations apportées par la faible statistique récoltée ne permettent pas de définir un lots d'événements représentatifs.

## D.4 Sélection en flot

Les dernières études réalisées sur le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 AMeV étaient basées sur une coupure en angle de flot [SALOU97], [LE FEVRE97], [NGUYEN98], [LE NEINDRE99]. Comme nous désirons comparer nos résultats à ceux-ci, il nous est apparu important d'appliquer cette méthode de sélection pour le système  $\text{Ni} + \text{Au}$ . Cette variable étant calculée sur les fragments, nous avons choisi de présenter l'énergie incidente égale à 52 AMeV puisque le nombre de fragments est suffisant pour que cette variable soit suffisamment significative (à 32 AMeV, la situation devient plus critique).

La référence [NGUYEN98] présente la corrélation entre l'énergie transverse et l'angle de flot pour le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 AMeV. Cette figure montrait que l'énergie transverse n'était pas une variable de sélection suffisamment pertinente pour séparer les collisions centrales des autres collisions. La figure III.14 montre cette corrélation pour  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 52 AMeV. Pour des angles de flot suffisamment grands, supérieurs à  $70^\circ$ , l'énergie transverse est constante (il en est de même pour la multiplicité), nous pouvons donc escompter

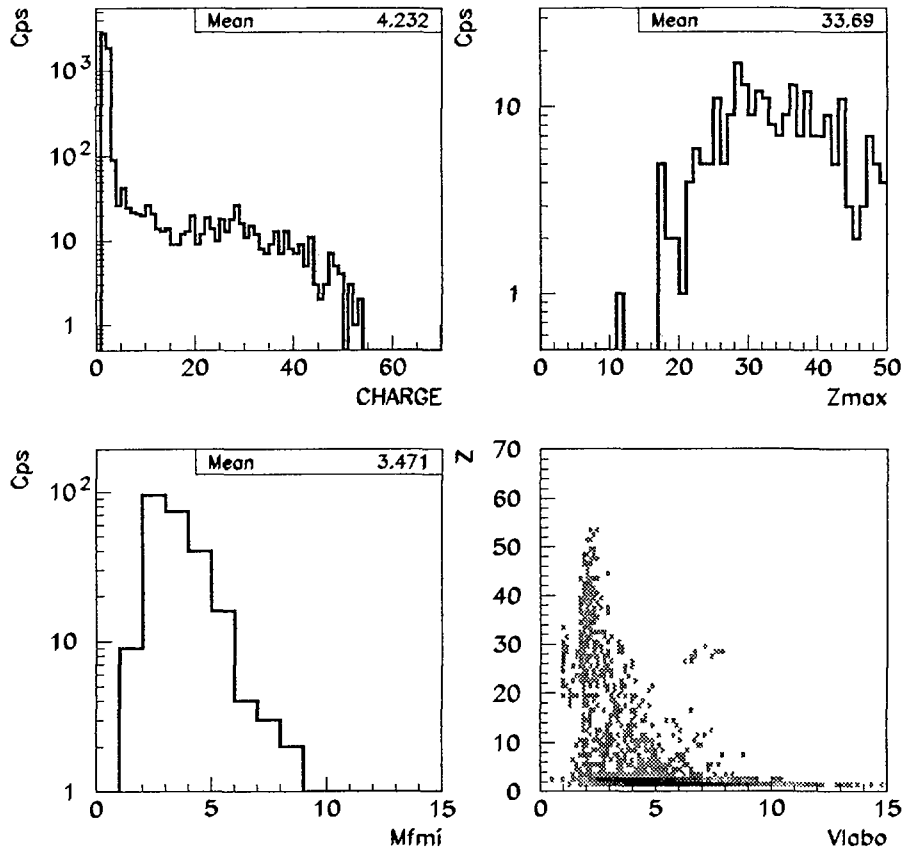


Figure III.13: *Distribution de charge, de la charge du plus gros fragment, de la multiplicité en IMF et corrélation entre la charge et la vitesse (cm/ns) dans le laboratoire pour les événements complets du système Ni + Au à 32 A MeV.*

sélectionner les collisions les plus violentes en utilisant l'angle de flot.

#### D.4.1 Tous les événements

Si les collisions les plus dissipatives perdent la mémoire de la voie d'entrée, il n'y a donc plus aucune direction privilégiée de la matière. L'angle de flot représentant la direction principale de cette émission de la matière peut prendre toutes les valeurs possibles de manière équiprobable et les distributions en cosinus de l'angle de flot doivent alors être plates. Les figures III.15 et III.17 représentent la distribution en angle de flot pour tous les événements et pour les événements complets respectivement du système Ni + Au à 52 A MeV. Ces courbes ne présentent pas de plateau caractéristique d'une émission isotrope. Néanmoins, des sélections ont été mises en place pour trois domaines en angle de

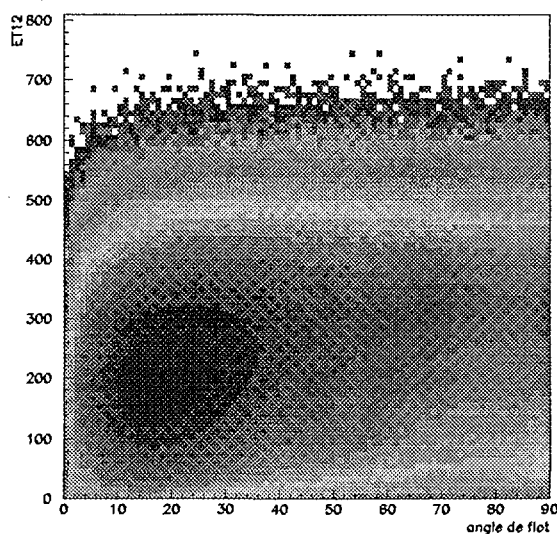


Figure III.14: *Corrélation entre l'énergie transverse et l'angle de flot pour le système Ni + Au à 52 AMeV.*

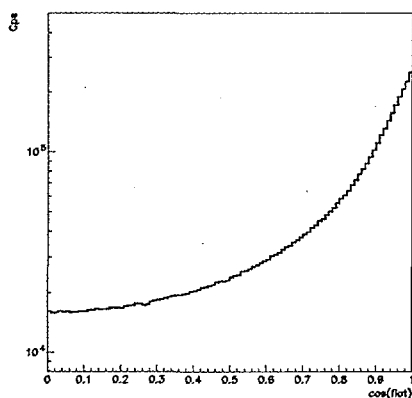


Figure III.15: *Distribution du cosinus de l'angle de flot pour le système Ni + Au à 52 AMeV pour tous les événements.*

flot : supérieur à 45, 60 et 70°. Ces valeurs ont été choisies de façon à obtenir une partie relativement plate de la distribution (angle de flot supérieur à 70°), à utiliser la sélection habituellement utilisée (60°) puis à relâcher la contrainte afin d'évaluer les effets (45°) de la coupure.

Quelle que soit la sélection choisie (45, 60 ou 70°), il reste toujours une mémoire de la voie d'entrée comme le montre les corrélations entre la charge et la vitesse dans le labora-

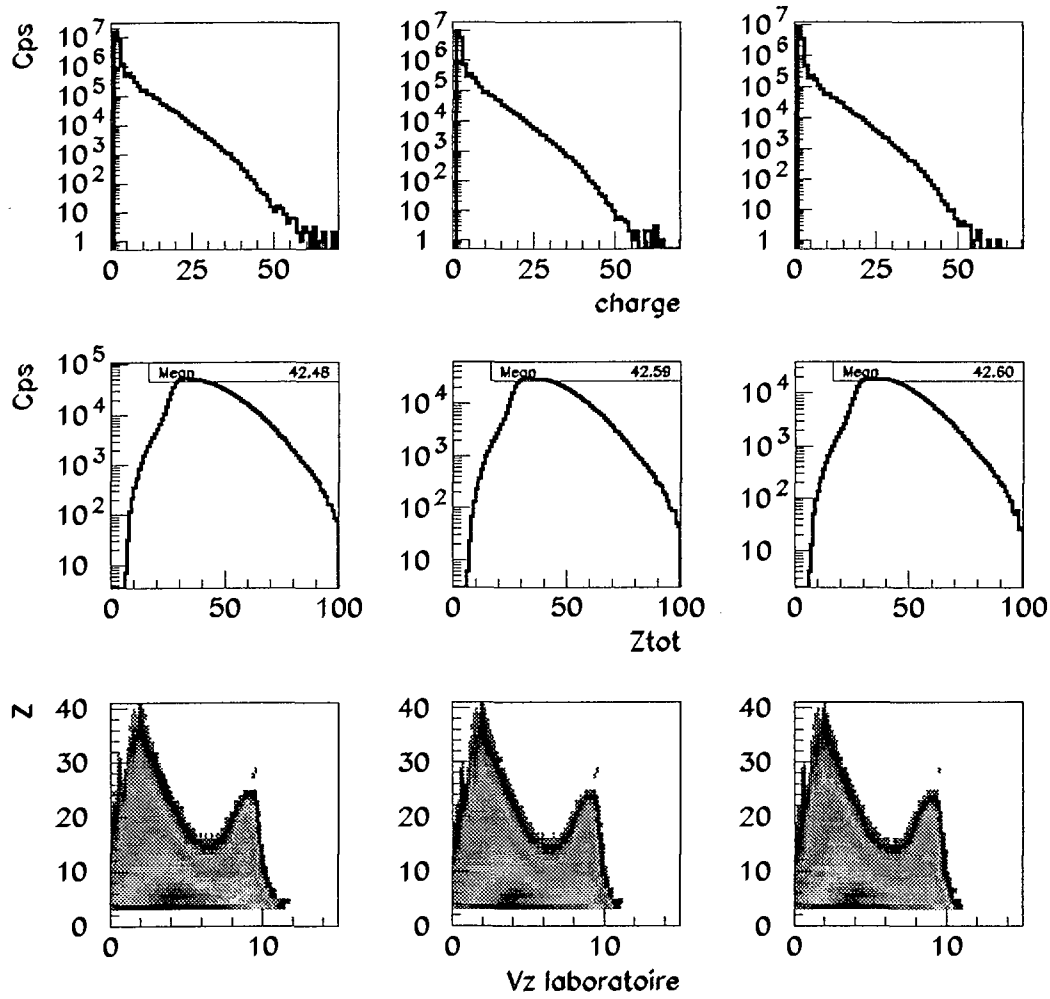


Figure III.16: *Distribution de charge, de la charge du plus gros fragment et de la corrélation charge-vitesse (cm/ns) dans le laboratoire pour tous les événements issus de la réaction Ni + Au à 52 A MeV pour les trois coupures en  $\theta_{\text{flot}}$  :  $>45^\circ$  colonne de gauche,  $>60^\circ$  colonne du milieu et  $>70^\circ$  colonne de droite.*

toire sur la figure III.16 (présence du quasi-projectile).

Cette sélection n'est donc pas satisfaisante pour isoler les événements les plus dissipatifs.

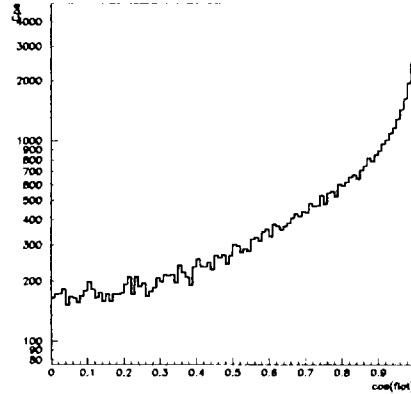


Figure III.17: *Distribution du cosinus de l'angle de flot pour le système Ni + Au à 52 AMeV pour tous les événements complets.*

#### D.4.2 Événements complets

La distribution en angle de flot pour les événements complets à 70% ne présente pas de plateau significatif d'une isotropie tout comme pour la totalité des événements, voir figure III.17. Il est d'ailleurs intéressant de noter que la forme de la courbe est comparable dans les 2 cas.

angle de flot minimum (en degrés)	45	60	70
nbre d'événements	17301 (0.2%)	9976 (0.1%)	6213 (0.06%)

TAB. III.4 - *Nombre d'événements de la réaction Ni + Au pour différentes coupures en angle de flot et pour les événements complets (70%).*

Le tableau III.4 montre que l'application de ce double critère de sélection (complétude à 70% et angle de flot minimum) conduit à ne considérer qu'une très faible proportion de la totalité des événements, et ce, quelle que soit la coupure opérée en angle de flot. Il n'est pas possible de travailler avec un tel lot d'événements qui ne peut certainement pas être considéré comme représentatif d'un mécanisme de réaction. Néanmoins, nous pouvons apprécier les tendances se dégageant de cette sélection pour les trois coupures en angle de flot.

La figure III.18 présentent les événements ainsi sélectionnés. les caractéristiques semblent indépendantes de la coupure en angle de flot et semblent indiquer que nous sommes en présence de collisions dissipatives avec une production importante de fragments. La corrélation entre la charge et la vitesse dans le repère du centre de masse présente une population de fragments légers (charge inférieure à 10) émis à l'avant de celui-ci ce qui laisse supposer qu'il subsiste encore une mémoire de la voie d'entrée. L'angle de flot comme sélecteur ne peut donc être utilisé que sur un lot d'événements bien détectés (ce qui s'explique par le

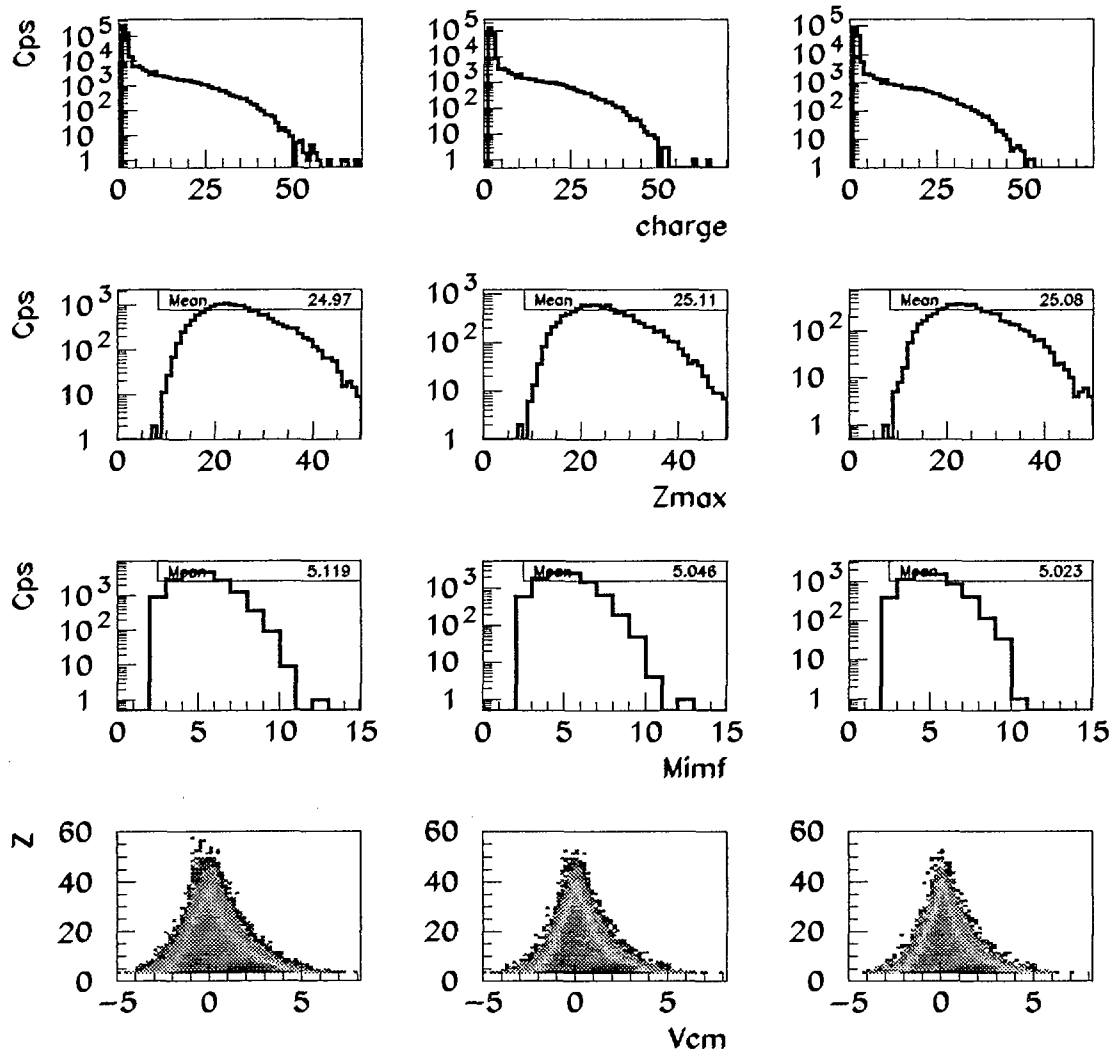


Figure III.18: *Distribution de charge, de la charge du plus gros fragment, de la multiplicité des IMF et de la corrélation charge - vitesse (cm/ns) dans le centre de masse pour les événements complets à 52 A MeV pour les trois coupures en angle de flot définies dans le texte.*

fait que le calcul ne s'effectue qu'à partir des fragments, le maximum d'information est donc requis). En ce qui concerne la sélection des événements les plus dissipatifs, il n'est pas possible de l'utiliser pour le système Ni + Au. En effet, même si les réactions isolées semblent très dissipatives et candidates à la multifragmentation, le taux d'événements est trop faible pour envisager une analyse significative et surtout représentative.



## E Conclusions

Ce chapitre décrit dans leur globalité les réactions  $\text{Ni} + \text{Au}$  de 32 à 90 AMeV. Quelle que soit l'énergie du faisceau, le taux d'événements bien détectés, soit 80% de la charge et de l'impulsion incidentes, est extrêmement faible et ne permet pas l'étude de ce lot restreint d'événements.

L'étude de la multifragmentation requiert une sélection des événements les plus dissipatifs. C'est pourquoi, nous avons tenté de les isoler de la totalité des événements en effectuant des sélections à l'aide de certaines observables globales en relâchant ou non la contrainte sur le critère de complétude. Les lots d'événements ainsi isolés ne permettent pas de séparer correctement des événements dissipatifs conduisant à une source de multifragmentation avec une représentativité suffisante (statistique insuffisante). Nous avons cependant vu que certaines variables globales pourraient servir de sélecteur pour ce type de collision, à condition de s'intéresser aux événements bien détectés (c'est le cas de l'énergie transverse ou de l'angle de flot). Nous allons garder cela en mémoire pour la suite.

Une nouvelle méthode de sélection doit donc être envisagée et le chapitre suivant décrit cette méthode et son application aux systèmes étudiés dans ce mémoire.

*Sélection des données :*  
*Analyse en Composantes Principales*

## Chapitre IV

# Sélection des données : Analyse en Composantes Principales

Ce chapitre sera consacré à l'étude et l'application d'une nouvelle méthode de sélection des collisions les plus violentes où le dépôt en énergie est le plus grand et où le processus de multifragmentation est attendu.

## A Analyse en Composantes Principales (A.C.P.)

### A.1 Pourquoi?

Comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent, l'utilisation d'une seule observable (ou même 2) comme variable de sélection des collisions centrales ne suffit pas pour le système Ni + Au. Nous pourrions essayer de combiner deux, voire trois, sélecteurs mais il nous a semblé plus judicieux de directement définir une variable calculée avec un plus grand nombre d'observables. Evidemment, cette variable sera plus ou moins corrélée avec les observables que nous pourrions visualiser par la suite et nous devons donc garder cela en mémoire. Mais ainsi, toute l'information contenue dans les données, que ce soit sous forme d'observables de détection, de dissipation ou de forme ainsi que des corrélations entre les particules, sera prise en compte. Nous espérons alors affiner la sélection des données et ce d'autant plus qu'on ne peut plus se baser sur le critère de complétude, comme l'a montré le chapitre précédent.

Nous avons donc décidé d'utiliser une classe d'analyse multidimensionnelle parmi celles existantes : analyse factorielle des correspondances, analyse factorielle discriminante (A.F.D.) ou analyse en composantes principales (A.C.P.). Notre choix s'est porté sur l'A.C.P. et sera ultérieurement justifié. Les références [MASQUAY99] et [DÉSESQUELLES00] nous présentent un travail de sélection de monosources pour le système Ni + Ni à 32 AMeV en utilisant l'A.F.D. D'autres types d'analyses multidimensionnelles peuvent être conduites telles que l'utilisation de réseaux de neurones [BOURIQUET00].

Le principe fondamental de l'A.C.P. est basé sur le fait que des classes d'événements semblables se regroupent (isomorphisme). En d'autres termes, nous pouvons, grâce à cette méthode, isoler différentes classes de réactions. En effet, des événements identiques auront par exemple la même mémoire de la voie d'entrée et donc les mêmes caractéristiques générales à la lumière des observables à notre disposition. Nous espérons donc, malgré le fait que nous n'ayons pas l'information complète sur l'événement, en intégrant un grand nombre de variables, distinguer les différents processus qui se produisent lors des collisions.

Il est à noter que ce travail est conduit uniquement sur les données physiques issues des collisions sans utiliser de modèle dans un premier temps, contrairement aux analyses type A.F.D. qui utilisent un simulateur d'événement pour mettre au point la discrimination des événements.

## A.2 L'A.C.P.

Les bases mathématiques de l'A.C.P. [MJAHE87] sont présentées dans l'annexe B. A partir de la matrice de variance-covariance qui reflète la corrélation entre les observables, on définit un nouvel espace dont les axes propres sont des combinaisons linéaires des observables utilisées pour l'A.C.P. Les axes peuvent alors être classés par ordre croissant de leurs valeurs propres associées, ce qui permet ainsi de déduire les axes les plus significatifs, appelés par la suite axes principaux. Nous pouvons alors projeter les événements dans les plans principaux et travailler en général dans le plan principal (regroupant les vecteurs propres associés aux deux plus grandes valeurs propres). Celui-ci porte en effet généralement suffisamment d'informations (de plus, il est plus commode de travailler dans un espace à 2 dimensions qu'à 3, 4 ... dimensions). Dans ce plan principal, différents groupes d'événements se répartissent en zones distinctes et il est alors possible de sélectionner celles qui nous intéressent.

Après ce succinct rappel de la procédure, un exemple concret est approprié afin de mieux appréhender la démarche. Nous avons choisi de tester cette méthode sur le système extensivement étudié par la collaboration INDRA  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 A MeV ([MARIE95], [LE FEVRE97], [SALOU97], [NGUYEN98], [LE NEINDRE99]). Cela nous fournira des points de référence et nous pourrons ainsi contrôler notre travail avant de l'appliquer au système qui nous intéresse, à savoir  $\text{Ni} + \text{Au}$ . De plus, avec des sélections entre ces deux systèmes basées sur la même méthode, une comparaison directe des résultats (sans être pénalisé par des sélections différentes) pourra être menée dans le dernier chapitre de ce mémoire.

Nous allons présenter à présent la liste de toutes les observables (au nombre de 23), que nous avons choisi pour procéder à l'analyse en composantes principales des données des 2 systèmes. Le choix de ces observables est évidemment dépendant du détecteur (INDRA) et correspond dans le cas présent aux observables qui permettent *à priori* une sélection plus ou moins efficace des données.

### A.3 Les observables utilisées pour l'A.C.P.

#### A.3.1 Pourquoi utiliser des variables globales?

L'A.C.P. peut s'effectuer à priori sur trois types de variables : les variables "brutes" directement issues de la prise de données (charge, vitesse/énergie), les variables globales (calculées événement par événement) et les moments quadridimensionnels.

Les variables brutes contiennent toute l'information fournie par le détecteur (charges, énergies, angles d'émission). Cependant, étant donné la problématique abordée ici, à savoir la sélection des événements violents, l'utilisation de variables brutes (charge et énergie/vitesse) ne permet pas d'avoir un pouvoir sélectif sur les événements. En effet, la sélection avec l'A.C.P. n'est effective que si les variables utilisées ont un pouvoir discriminant. C'est pourquoi l'utilisation de variables globales calculées événement par événement (comme la multiplicité, la charge collectée, les variables de forme,...) permettent une sélection des différents mécanismes présents puisque ces variables sont déjà plus ou moins discriminantes individuellement comme nous l'avons vu au chapitre précédent. La combinaison de l'ensemble de ces variables permet alors une sélectivité supérieure à l'utilisation d'une seule. Le choix des variables est donc crucial : les observables utilisées doivent donc apporter individuellement une information discriminante sur les événements.

Les moments quadridimensionnels, qui sont également des variables globales, dont l'utilisation a donné de bons résultats dans le cadre de l'Analyse Discriminante comme il est présenté dans la référence [DÉSEQUELLES00], n'est pas recommandé pour l'analyse en composantes principales. En effet, ce ne sont pas des variables discriminantes du point de vue de la sélection des événements (dans le cadre de l'A.C.P.).

Ces différentes raisons nous ont conduit à utiliser les variables globales de l'événement pour sélectionner les collisions d'intérêt.

#### A.3.2 Observables utilisées pour l'A.C.P.

Nous allons à présent lister les variables globales que nous avons choisies. Tout d'abord, toutes les variables citées au paragraphe C du chapitre III, sont intégrées dans l'A.C.P. (pour la variable  $Y_{33}$ , seules les valeurs minimales et maximales sont prises en compte).

Nous avons utilisé en plus les observables suivantes qui nous paraissent être riches en informations afin de sélectionner plus efficacement les événements :

- $P_{tot}$  et  $Z_{tot}$  : les quantités totales de pseudo-impulsion (produit de la charge par la composante de la vitesse parallèle au faisceau) et de charge détectées dans un événement normalisées aux valeurs initiales. Ces deux variables nous permettent de tenir compte de la qualité de détection événement par événement.

- $V_{zrecul}$  : la vitesse de recul du centre de masse calculé (voir chapitre III paragraphe B 3). Nous avons alors une information regroupant la qualité de détection et la mesure de la dissipation pour un système asymétrique tel que Ni + Au.

- AsymZ : l'asymétrie de charge entre l'avant et l'arrière du centre de masse du système composite (valeur de  $V_{zrecul}$ ) qui relie la détection à l'isotropie d'émission dans le centre de masse.

$$AsymZ = \frac{Z_{av} - Z_{ar}}{Z_{av} + Z_{ar}}$$

- TKE : l'énergie cinétique des IMFs ( $Z \geq 3$ ) dans le centre de masse de la réaction qui mesure la dissipation de l'énergie sous forme de fragments.

- $E_{QP}$  et  $Z_{QP}$  : l'énergie et la charge de l'IMF dont l'impulsion est la plus grande, donnant une information sur la mémoire de la voie d'entrée.

- $F_2$  : coefficient de la transformée de Fourier (harmonique d'ordre 2) du spectre en rapidité des particules légères chargées. Si  $F_2 = 1$ , on est en présence de collisions de type binaire, si  $F_2 = 0$  on est plus proche d'une émission isotrope. Cette variable est à rapprocher de la sélection abordée sur le système Ar + Ni à 95 AMeV [GALICHET98].

Toutes ces variables regroupent des informations liées à la fois à la détection, à la dissipation et à la forme de l'événement. Nous espérons ainsi discriminer entre les différents types de réactions en nous basant sur tous les aspects observables expérimentaux.

Dans tout ce chapitre, le centre de masse qui est considéré pour tous les calculs est le centre de masse du système composite dont la valeur de la vitesse de recul est égale à  $V_{zrecul}$ .

## B Application de l'A.C.P. au système Xe + Sn à 50 AMeV

Comme il a déjà été dit, le système qui va nous permettre de tester l'Analyse en Composantes Principales est le système Xe+Sn à 50 AMeV.

### B.1 Projection dans le plan principal

Pour effectuer l'analyse en composantes principales, tous les événements issus de la réaction et mesurés par INDRA sont intégrés, sans aucune sélection préalable. Nous avons donc appliqué la procédure et obtenu le plan principal présenté sur la figure IV.1. On peut d'ores et déjà constater que différentes zones se séparent. Le spectre des valeurs propres associées (figure IV.2), classées par ordre croissant, indique que les deux dernières valeurs

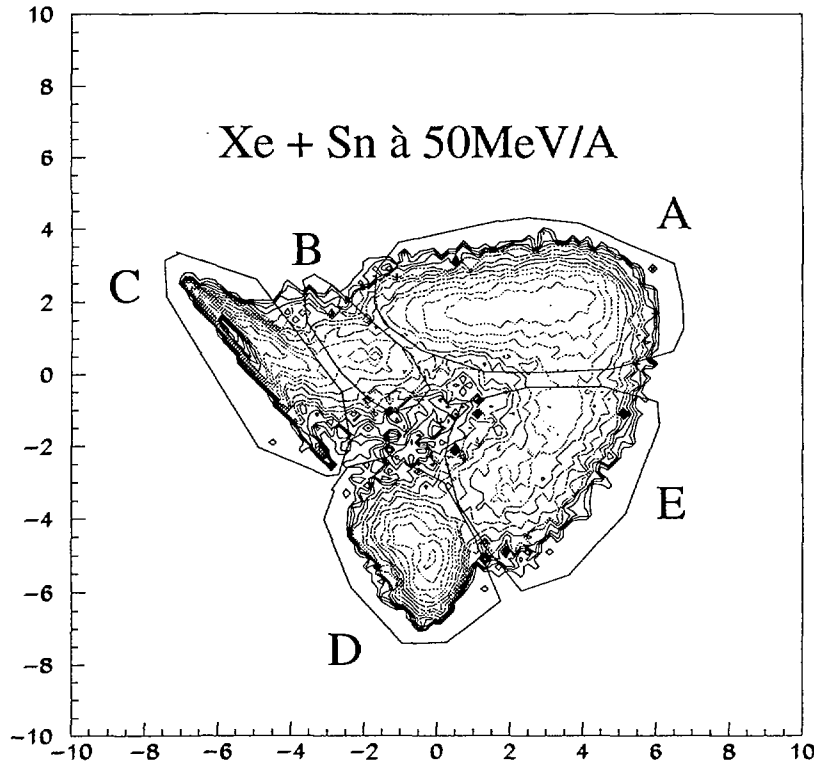


Figure IV.1: *Plan principal de l'A.C.P. pour la réaction Xe + Sn à 50 AMeV.*

propres sont réellement importantes, en effet elles dépassent largement la valeur de  $1/N_{obs}$  (ici 0.04) qui représente le seuil de signification en terme d'information statistique.

### B.1.1 Différentes classes d'événements

Sur la figure IV.1, cinq zones se dessinent distinctement. Afin de comprendre à quoi correspond chacune d'elles, nous les avons sélectionnées et appelées zone A, B, C, D et E comme illustré sur la figure. Les distributions en multiplicités de particules légères et d'IMFs, figures IV.3 et IV.4, ainsi que la corrélation entre la charge et la vitesse parallèle dans le laboratoire, figure IV.5, nous permettent de mieux caractériser la classe de réaction à laquelle les événements associés appartiennent:

- **Zone A (44%)**: ces événements correspondent à des grandes multiplicités en particules légères et en IMFs. On peut donc les associer aux collisions les plus dissipatives et donc à celles qui nous intéressent a priori (collisions les plus violentes).

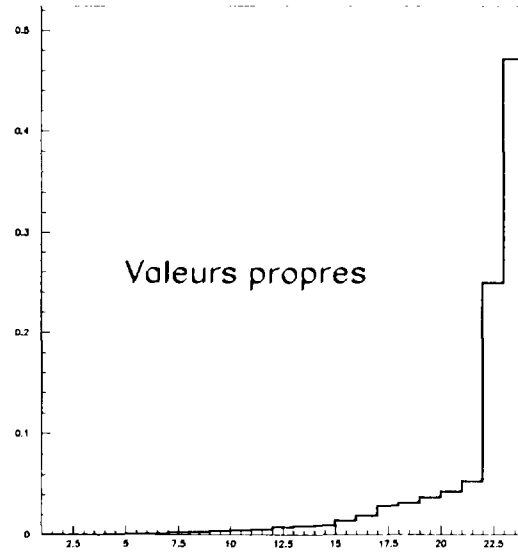


Figure IV.2: *Spectre des valeurs propres obtenu par l'A.C.P. pour le système Xe + Sn à 50 A MeV*

- **Zone B (5%) :** 2 IMFs sont identifiés et associés à une multiplicité de particules légères de l'ordre de 13. Ce sont les événements où le quasi projectile a été détecté avec un IMF en coïncidence et quelques particules légères.

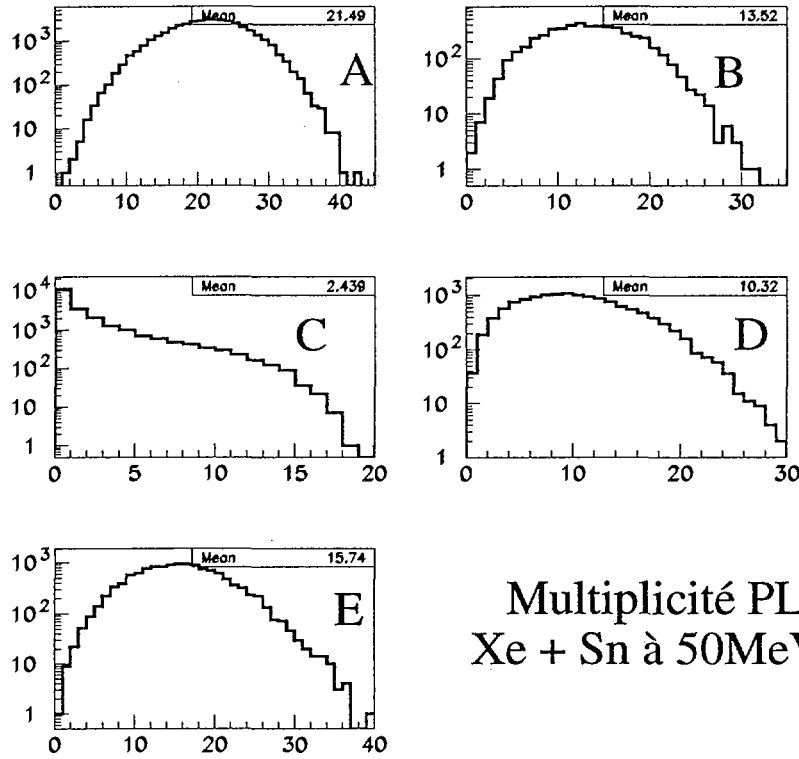
- **Zone C (26%) :** les événements associés à cette zone sont issus de collisions périphériques : le quasi-projectile est détecté en coïncidence avec quelques particules, comme le montre la corrélation entre la charge et la vitesse dans le laboratoire. La charge totale détectée (non représentée), égale à 54, est quasiment celle du projectile.

- **Zone D (15%) :** le quasi-projectile n'est pas détecté, seul un IMF est associé à une dizaine de particules légères en moyenne, la charge totale détectée est de l'ordre de 20 (non représentée). Le quasi-projectile n'a pas été suffisamment dévié pour pouvoir être détecté et la cible n'a pas été suffisamment accélérée pour qu'elle puisse passer les seuils de détection. Ce sont sans doute des collisions très périphériques où seuls les produits émis par les deux partenaires sont détectés.

- **Zone E (10%) :** ces collisions sont des collisions dissipatives (associées à de grandes multiplicités de PLC/IMF) mais nous n'avons qu'un faible pourcentage de la charge totale détectée : seulement 37 (soit 35% de la charge initiale). Il est donc difficile de pouvoir les analyser du fait du taux d'information récoltée.

L'Analyse en Composantes Principales permet donc de séparer les événements par classes de réaction. La zone A correspond aux collisions les plus violentes avec une charge





Multiplicité PLC  
Xe + Sn à 50MeV/A

Figure IV.3: *Multiplicité des particules légères pour les zones A, B, C, D et E définies sur la figure IV.1.*

moyenne totale de 76, la classe C aux moins violentes. De plus, elle permet d'isoler les classes mal détectées des autres : classes B, C, D et E. On peut donc espérer sélectionner les collisions les plus dissipatives et les mieux détectées avec cette méthode. A présent, il est intéressant de savoir où se situent sur la figure IV.1 les événements complets, afin d'apprécier l'information emportée par le lot d'événement de la zone A et de le comparer avec le lot standard d'événements complets.

Pour cette zone, la charge totale détectée étant égale à 76 en moyenne (soit 73% de la charge initiale totale), cela permet d'avoir une très bonne information globale sur la réaction. La figure IV.6 montre que les événements complets ( $Z_{tot} \geq 80\%$ ) se situent dans la zone A, celle que nous avons déjà isolée comme contenant les réactions d'intérêt pour la multifragmentation. Notre sélection permet donc d'inclure naturellement tous les événements complets sans imposer de critère (arbitraire) en complétude tout en intégrant des événements isomorphes qui étaient auparavant exclus de cette sélection.

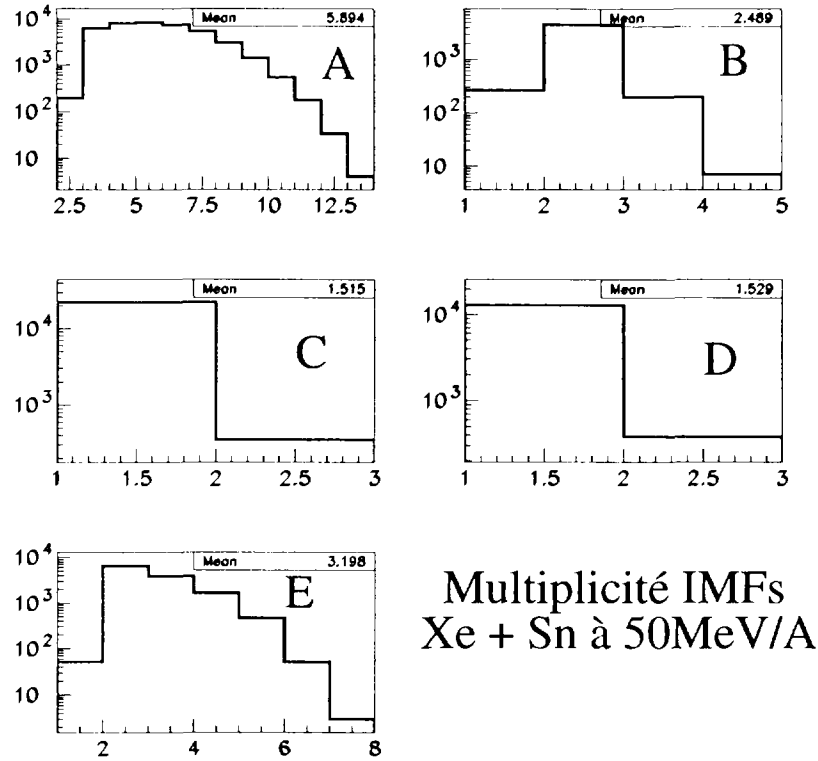


Figure IV.4: *Multiplicité des IMFs pour les zones A, B, C, D et E définies sur la figure IV.1.*

La figure IV.7 représente la distribution en multiplicité totale de particules. On peut apprécier l'effet des coupures sur cette variable. En effet, en ne prenant que les événements complets à 80%, la représentativité des fortes multiplicités sont biaisées (par exemple seules 45% des réactions de multiplicité supérieure à 30 sont prises en compte). L'utilisation de l'A.C.P. intègre par contre la majorité des événements de forte multiplicité (dont tous les événements complets et d'autres événements que nous appellerons par la suite quasi-complets).

Par l'utilisation de l'A.C.P., on s'affranchit des biais dus à une coupure arbitraire en complétude tout en prenant en compte un lot d'événements majoritairement complets, plus homogène au vu des variables globales décrivant la détection.

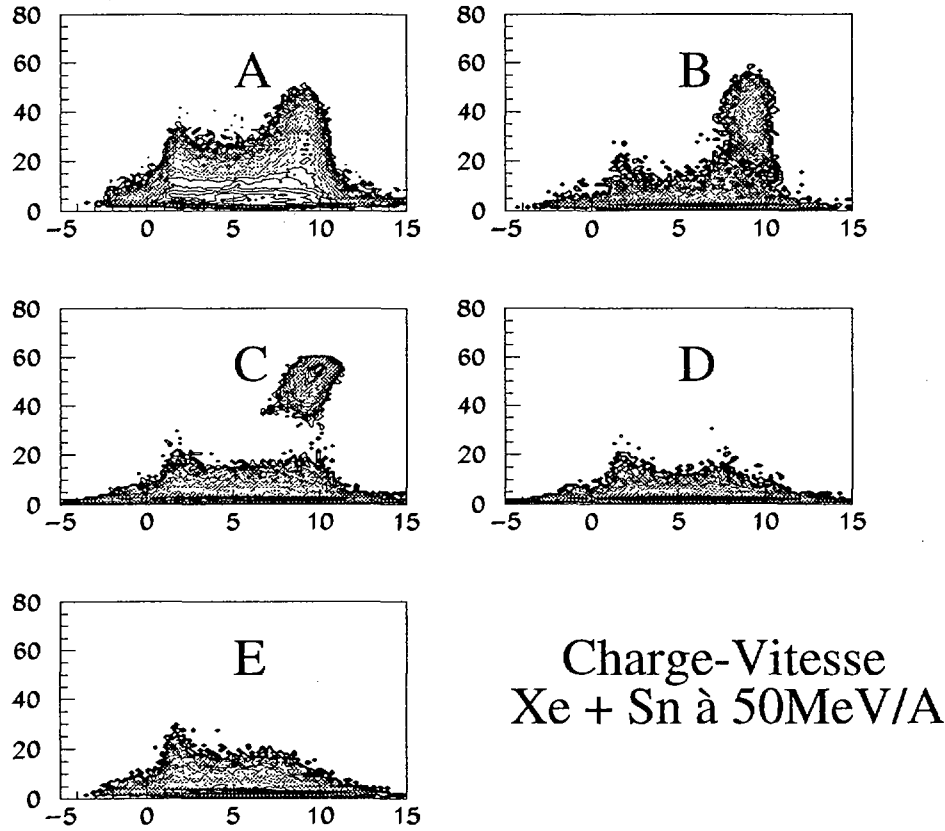


Figure IV.5: *Corrélations charge-vitesse parallèle (cm/ns) dans le laboratoire des particules et fragments pour les zones A, B, C, D et E définies sur la figure IV.1.*

### B.1.2 Interprétation des plans principaux

Les corrélations entre les variables globales utilisées pour le calcul de l'A.C.P. dans le plan principal (figure IV.8) vont nous permettre de mieux appréhender la sélection que nous venons d'opérer. Tout d'abord, le taux d'inertie, i.e. l'information statistique contenue dans le plan, est de 72% ce qui corrobore bien le fait que la majorité de l'information disponible est contenue dans le plan principal.

Le cosinus de l'angle entre deux vecteurs représentant deux observables indique le coefficient de corrélation  $\rho$  entre ces deux variables ( $\rho = \cos(\theta)$ ). Les valeurs des axes de la figure IV.8 représentent les valeurs des corrélations entre les variables globales utilisées et les axes principaux (la longueur de la flèche étant relative à l'intensité de la corrélation). Toutes ces valeurs sont naturellement normalisées à l'unité (à titre d'exemple, la deuxième

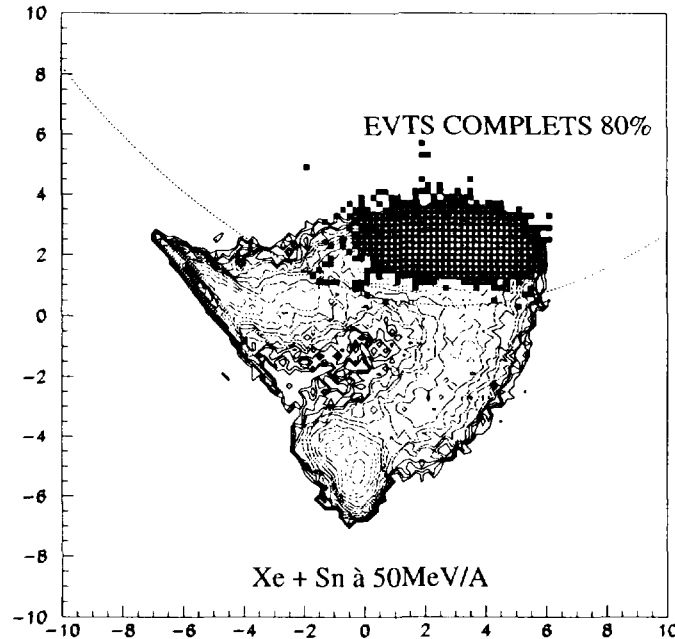


Figure IV.6: Position des événements complets sur la figure IV.1. La courbe en pointillée indique la sélection des événements retenus pour la deuxième A.C.P.

valeur propre (indiquée CP22, figure IV.8) est corrélée à 38 % avec la variable  $Z_{tot}$ ).

De fortes corrélations entre les variables apparaissent. D'une part, un groupe de variables plus ou moins corrélées composé des sphéricités (PLC et IMFs), du flot, de la coplanarité, des multiplicités (PLC et IMFs),  $Y_{33}$  (min et max), du H2 et du T2 se distingue. Ce sont des variables de dissipation et de forme définissant un axe assimilable à un axe de dissipation-forme. Cet axe permet de sélectionner les collisions les plus dissipatives (à droite), à savoir la zone A. La superposition de cette carte à la carte IV.1, montre que ce sont ces variables qui discriminent les réactions les plus violentes (zone A) dans le coin supérieur droit de la carte.

Un autre groupe de variables corrélées constitué du TKE, de la vitesse et charge du fragment le plus rapide, de la vitesse de recul reconstruite et de l'asymétrie en  $Z$  permet de sélectionner les collisions les moins violentes. L'asymétrie augmentant quand l'émission des produits n'est pas isotrope,  $Z_{QP}$  et  $E_{QP}$  augmentant aussi quand un quasi projectile existe dans la voie de sortie, la vitesse de recul augmente aussi artificiellement (reconstruite à partir des IMFs). Dans ce cas, seul (ou presque) le QP (rapide) intervient dans le calcul, le TKE et  $E_{iso}$  augmentent aussi pour la même raison. On retrouve donc, pour de grandes valeurs de ces variables, la zone C de la figure IV.1 (en haut à gauche). De plus,  $Z_{bound}$  et

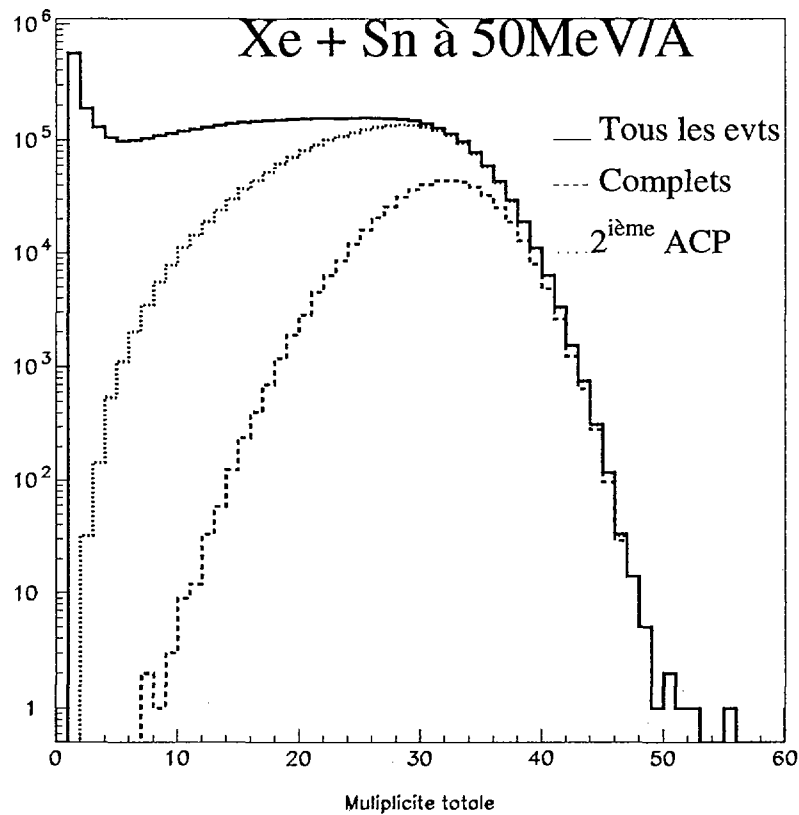


Figure IV.7: *Multiplicité totale pour le système Xe + Sn à 50 AMeV : la courbe en trait plein représente l'ensemble des événements, la courbe en pointillée indique la sélection des événements retenus par l'A.C.P. (zone A de la figure IV.1), la courbe en tiret les événements complets à 80%.*

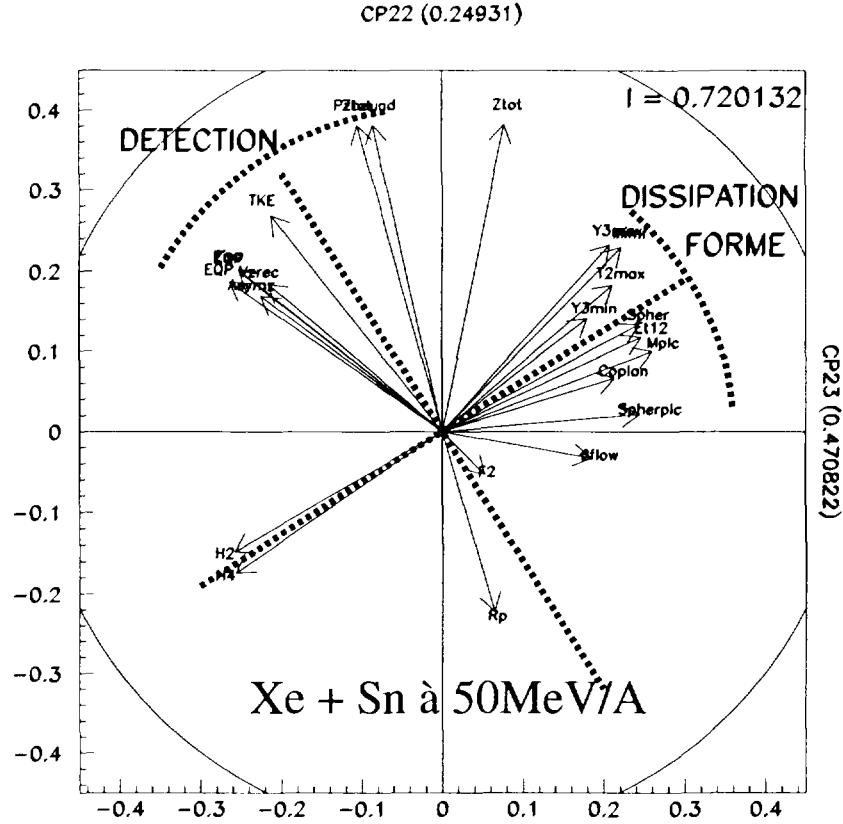


Figure IV.8: *Projection des variables sur le plan principal pour la réaction Xe + Sn à 50 A MeV.*

$P_{tot}$  sont également corrélés avec ce groupe de variables. On a donc un axe que l'on peut qualifier d'axe de détection.

L'axe de détection permet donc de différencier clairement les réactions de même comportement mais où la détection joue un grand rôle : les zones C et D semblent se différencier par la charge totale détectée  $Z_{tot}$ . Il en est de même pour les zones A et E. La conjugaison des deux axes détection et dissipation-forme permet alors effectivement d'expliquer toutes les zones prédéfinies sur la figure IV.1 et de retrouver les différentes classes de réaction mises en évidence dans le paragraphe B.1.1.

Pour résumer cette première étape de la sélection des données, nous avons effectué une sélection des événements qui sont candidats à un processus de multifragmentation, c'est-à-dire des événements bien détectés provenant de réactions violentes. A présent, nous allons appliquer une deuxième sélection, plus fine, afin, cette fois, de ne garder que les événements très violents car il est clair que des réactions peu dissipatives mais quasi-complètes, comme

le montre la figure IV.5, zone A, sont encore présentes dans ce lot sélectionné.

## B.2 Affinement de la sélection

### B.2.1 Isolement des événements candidats aux collisions centrales

Nous venons de voir que les événements majoritairement les plus violents appartiennent à la zone A, précédemment définie. Celle-ci contient naturellement les événements complets bien que nous ne fassions aucune coupure arbitraire en détection pour les isoler. Sur la figure IV.6, la courbe en pointillée indique la sélection que nous prenons pour séparer les événements les plus dissipatifs des autres. Evidemment, cette seule sélection ne suffit pas à isoler les réactions candidates à la multifragmentation, comme le montre le diagramme Z-V, carte IV.5 où subsistent des collisions dissipatives gardant encore la mémoire de la voie d'entrée.

### B.2.2 Deuxième A.C.P.

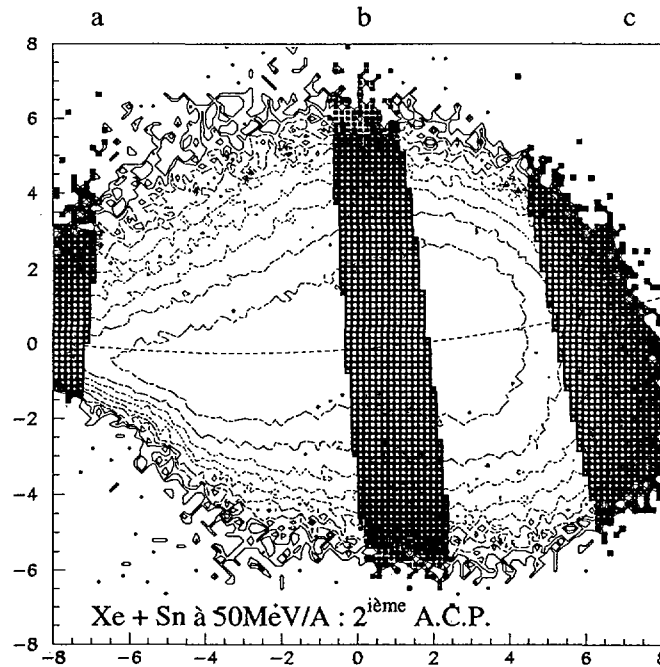


Figure IV.9: Plan principal de la deuxième A.C.P. pour Xe + Sn à 50 AMeV. Les trois zones avec les carrés représentent les 3 coupures (a, b, c) discutées dans le texte.

Nous employons alors la même procédure et les mêmes variables pour effectuer une deuxième A.C.P. en ne conservant, cette fois, que les événements présélectionnés, à savoir

les événements de la zone A.

Le résultat de cette deuxième A.C.P., présenté sur la figure IV.9, indique qu'aucun groupe ne se distingue clairement sur le plan principal. Cette deuxième A.C.P. permet en fait un *allongement* de la zone A de la figure IV.1: une sélection beaucoup plus fine est alors envisageable puisque cette fois nous avons concentré la sélectivité de l'A.C.P. uniquement sur cette zone.

Les corrélations entre les variables seront discutées ultérieurement au paragraphe B.4.4. Le taux d'inertie est inférieur au précédent : 60% (il était de l'ordre de 72% pour la première A.C.P.). D'un point de vue général, la sélectivité est d'autant plus aisée que les classes de réaction sont très différentes (violence, détection...). La première A.C.P., intégrant des réactions très dissemblables, atteint donc un taux d'inertie beaucoup plus important que la deuxième. Lors de la deuxième A.C.P., nous avons le même groupe de réactions, relativement violentes, relativement bien détectées, les événements se retrouvent donc simplement distribués le long des axes principaux mais mieux séparés. Nous aurions pu utiliser d'autres variables globales ou encore en supprimer (comme celles dédiées à la sélection des collisions peu dissipatives) mais nous voulons travailler avec toute l'information dont nous disposons (de plus des collisions périphériques peuvent toutefois subsister dans la zone A). Comme précédemment, seules les deux premières valeurs propres sont significatives (0.471 et 0.25, la suivante étant égale à 0.05), justifiant l'hypothèse de ne prendre que le plan principal défini par ces deux seules composantes (des tests effectués en prenant compte les axes secondaires n'ont d'ailleurs rien apporté de plus).

### B.3 Variable de sélection : abscisse curviligne

#### B.3.1 Effet Guttman

Lors de la deuxième A.C.P., les événements se repartissent en un nuage de points en forme de croissant, c'est ce qu'on appelle l'effet Guttman, voir [DE LAGARDE]. Les axes permettent un classement des réactions: l'axe principal représente la séparation en classe d'événements (inter-classe) alors que le second représente la dispersion intra-classe. On notera que la dispersion inter-classe est plus importante quand on parcourt la figure IV.9 de la gauche vers la droite. Le classement inter-classe s'effectue principalement en fonction de la dissipation pour laquelle la forme globale du nuage de points en *croissant* nous permet ainsi de définir une échelle.

#### B.3.2 Définition de l'abscisse curviligne

Sur la figure IV.9, nous pouvons donc définir une abscisse curviligne suivant la forme de la ligne de crête du nuage des événements (courbe en pointillés sur la figure IV.9). La distance entre chaque classe d'événements est donnée par l'abscisse curviligne de cette courbe, appelée par la suite géodésique, dont l'origine est choisie arbitrairement (en génér-



ral à gauche). La géodésique permet donc un classement des événements : les événements situés au point de départ de la courbe correspondent à des valeurs d'énergie et de charge du fragment les plus élevées, à des moment de Fox et Wolfram grands, etc ..., cela nous conduit à penser que ces réactions sont des réactions périphériques dissipatives (voir les corrélations sur la figure IV.16). A l'opposé de la figure (à droite), nous sommes en présence de collisions beaucoup plus violentes et dissipatives, les valeurs de multiplicités des PLC, sphéricités, etc..., sont alors maximales.

Afin de corroborer ces caractéristiques, il est possible de suivre la violence de la collision en observant l'évolution des variables associées aux événements pour différentes valeurs de la géodésique pour lesquelles la statistique est telle que l'on ait une représentativité suffisante (nombre d'événements supérieurs à 1% de la totalité). En pratique, nous coupons la distribution de la géodésique par tranches perpendiculaires : la figure IV.10 présente la multiplicité des particules légères pour différentes valeurs de la géodésique, notée  $g$  par la suite; il est important de noter que les valeurs de  $g$  n'ont aucune signification physique (elles dépendent de l'origine qui est choisie arbitrairement) et ne servent qu'à établir un classement des différents événements, c'est pourquoi elles n'apparaissent pas sur le graphe. On observe sur cette figure une évolution claire des multiplicités (avec cependant un recouvrement entre tranches) depuis les moins dissipatives (en haut à gauche (1)) vers les plus dissipatives (en bas à droite (8)) montrant que cette dernière zone semble, à ce stade de l'analyse, sélectionner des collisions parmi les plus violentes. L'endroit correspondant aux différentes coupures visibles sur la figure IV.9 a été ajusté de telle façon qu'à l'intérieur d'une zone de coupure, les caractéristiques générales des événements soient globalement identiques, afin de définir ainsi des échantillons représentatifs d'une coupure à l'autre.

## B.4 Les événements les plus violents

### B.4.1 Sélection suivant la géodésique $g$

Nous semblons pouvoir classer les événements par violence de collision à partir de la géodésique  $g$ . Nous avons donc isolé les réactions les plus violentes (zone en bas à droite de la figure IV.10). Celles-ci sont déterminées à partir des critères suivants : multiplicités (totale, PLC, IMFs) les plus importantes, corrélation entre la charge des fragments et leur vitesse dans le laboratoire, dans le centre de masse de la réaction et dans le repère de l'ellipsoïde ne montrant aucune mémoire de la voie d'entrée. La valeur limite de la coupure sur  $g$  a été ajustée de manière à avoir un lot d'événements globalement identiques.

Sur la figure IV.11 sont représentés pour trois tranches en géodésique (les deux extrêmes et une tranche intermédiaire présentées sur la figure IV.9) les graphes de ces différentes observables. La colonne de gauche (a) représente les réactions de faibles multiplicités, la carte Z-V (figure IV.12) nous permet d'affirmer que ce sont des collisions relativement périphériques puisqu'il existe une persistance de la voie d'entrée (le quasi-projectile est légèrement excité : une charge de 45-50 et une vitesse dans le laboratoire de  $10 \text{ cm.ns}^{-1}$ ). La

### Multiplicité totale en fonction de $g$

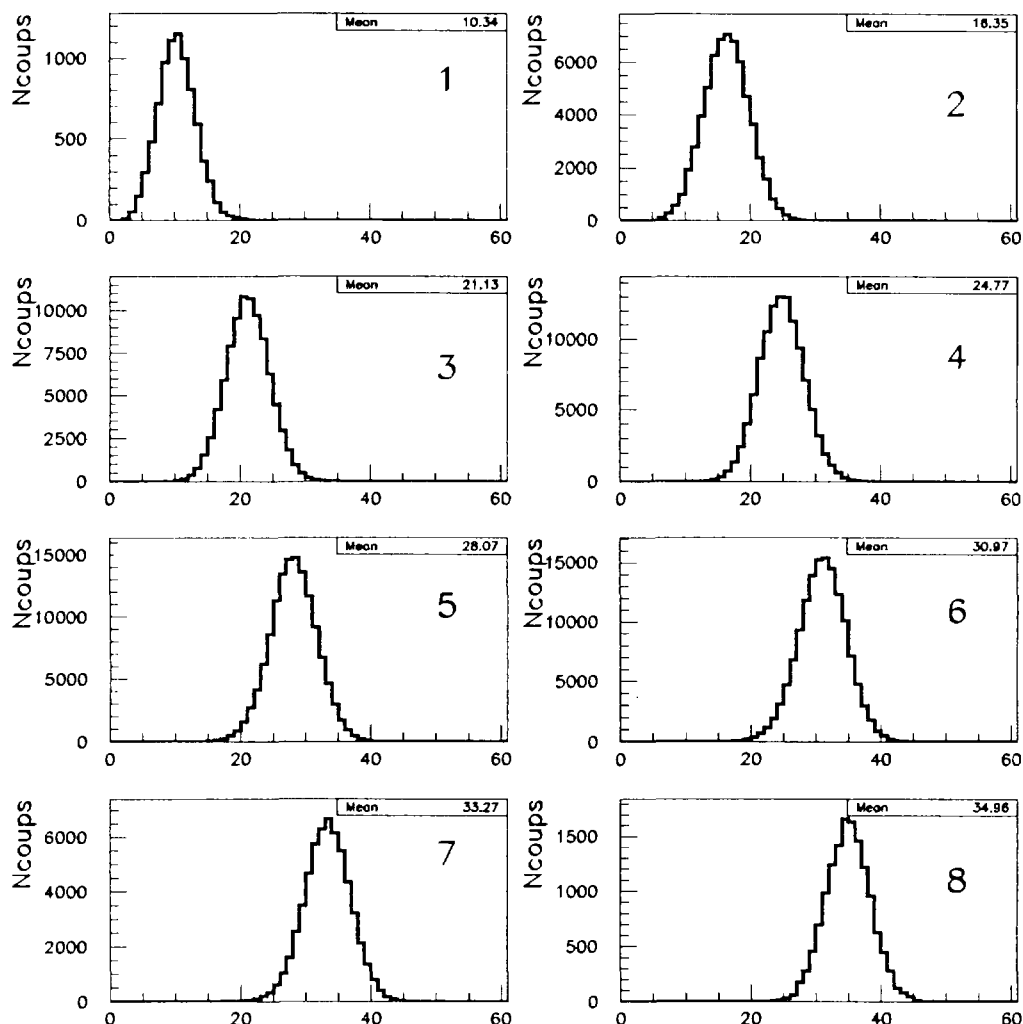


Figure IV.10: *Evolution des multiplicités totales pour différentes valeurs de la géodésique  $g$  pour la réaction  $Xe+Sn$  à 50 AMeV.*

tranche intermédiaire (colonne du milieu (b)) présente des caractéristiques de collisions plus violentes que la précédente mais avec cependant toujours la présence du quasi-projectile ; ce sont donc des collisions semi-périphériques (relativement violentes). La dernière tranche (colonne de droite (c)), quant à elle, regroupe les réactions les plus dissipatives avec une perte totale de la mémoire de la voie d'entrée. Quelle que soit la représentation choisie pour la corrélation Z-V, figure IV.12, on obtient une parfaite symétrie par rapport au centre de masse de la réaction.

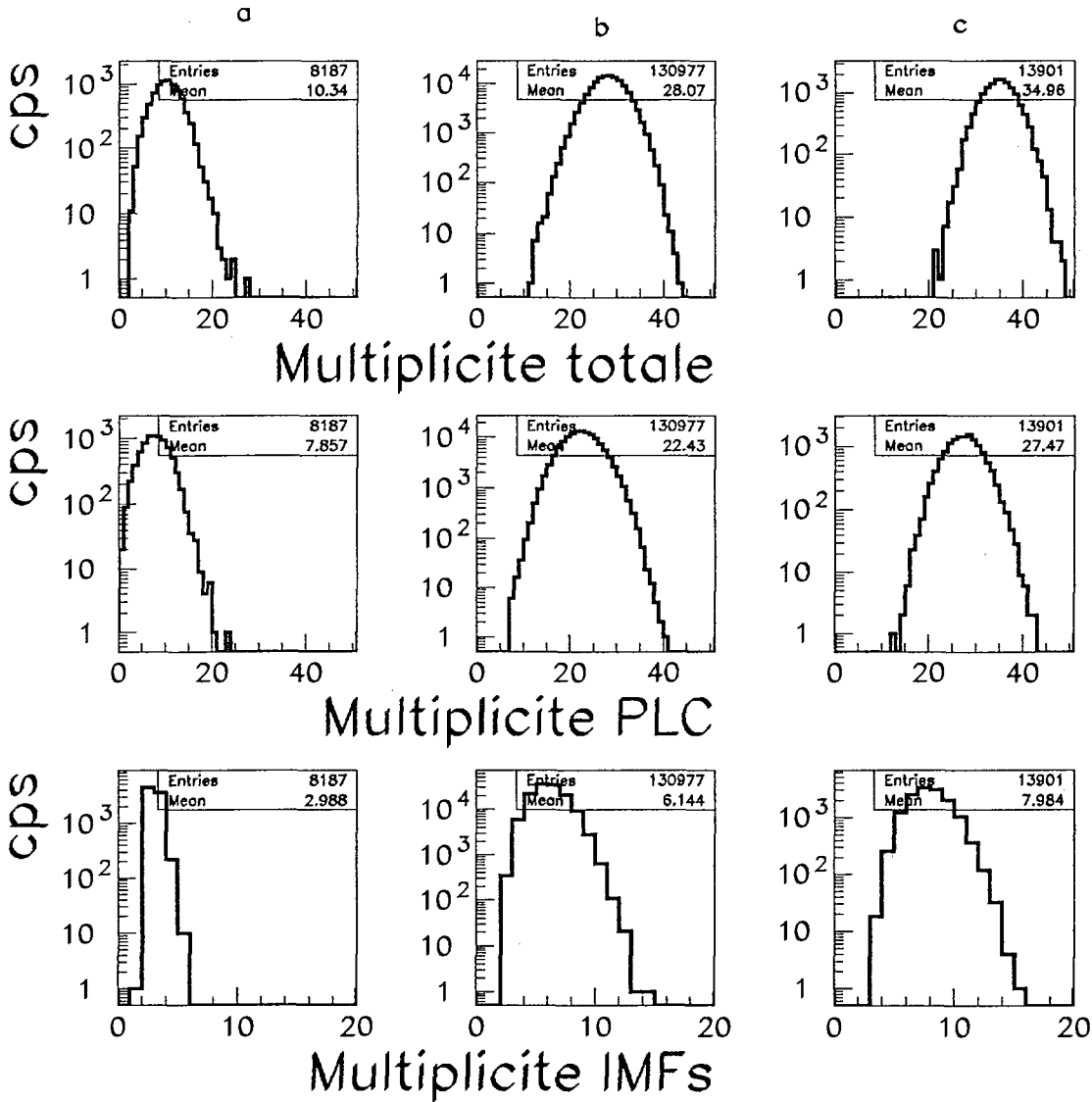


Figure IV.11: *Multiplicités totales, des PLC et des IMFs pour la réaction Xe + Sn à 50 AMeV pour les trois coupures a, b et c définies sur la figure IV.9 : colonne de gauche extrémité gauche de la géodésique, au milieu tranche intermédiaire et colonne de droite extrémité droite de la géodésique. Les coupures en question sont présentées sur la figure IV.9.*

#### B.4.2 Caractéristiques des collisions les plus dissipatives

La figure IV.13 regroupe plusieurs distributions extraites des collisions que nous venons de sélectionner comme étant les plus violentes du système Xe + Sn à 50 AMeV.

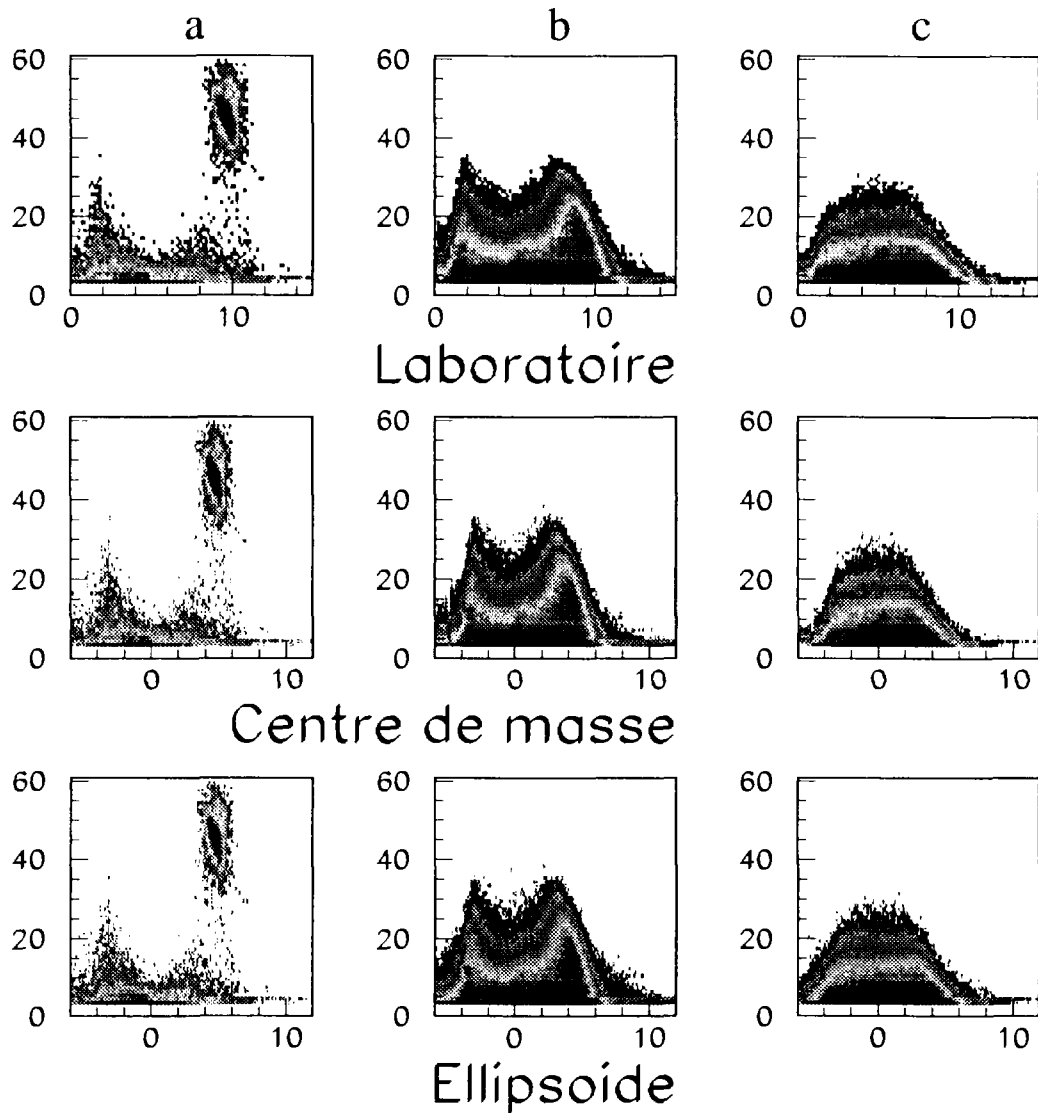


Figure IV.12: *Corrélation entre la charge et la vitesse (cm/ns) dans le laboratoire (en haut), dans le centre de masse(milieu) et dans l'ellipsoïde(en bas) pour la réaction  $Xe + Sn$  à 50 AMeV pour trois coupures a, b et c définies sur la figure IV.9 dans la variable g, présentées sur la figure IV.9.*

Tout d'abord, intéressons-nous à la distribution de charge (figure IV.13 a) : nous avons une émission importante de fragments de charge inférieure à 10, le plus gros fragment a une charge de l'ordre de 13 (figure IV.13 b). La distribution en angle de flot des événements sélectionnés, plate sur toute la gamme de variation, semble indiquer que nous avons bien une émission isotrope pour les IMFs (figure IV.13 c). Le graphe de sphéricité-coplanarité,

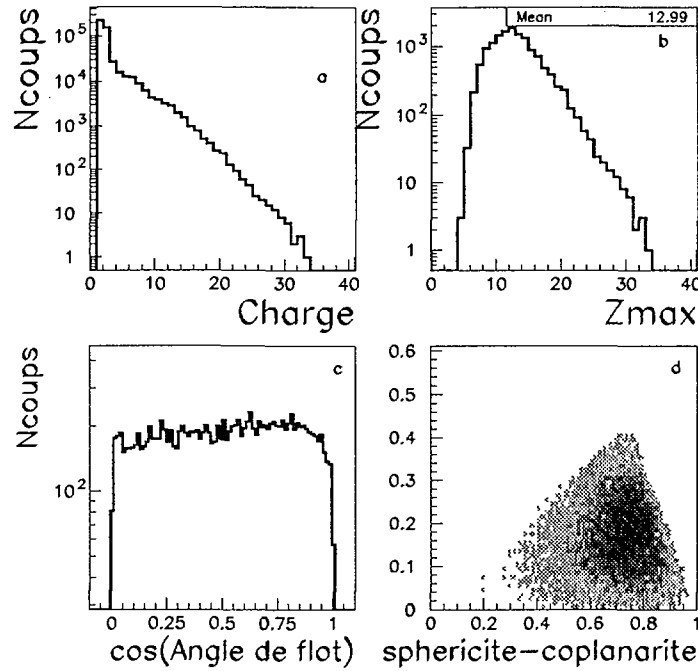


Figure IV.13: *Distribution de charge a), fragment le plus gros b), angle de flot c), corrélation sphéricité - coplanarité d)* pour les réaction les plus violentes du système Xe + Sn à 50 AMeV.

(figure IV.13 d), quant à lui, montre que les événements sont plutôt sphériques et compacts. Il semble donc que nous soyons en présence d'événements de multifragmentation liée à la désexcitation d'une source unique. Cependant, afin de valider totalement cette conclusion, seule la comparaison des sélections qui ont été effectuées précédemment avec d'autres variables ([MARIE95], [SALOU97], [LE NEINDRE99]) et pour lesquelles nous savons que nous sommes en présence d'une source unique, pourra nous fournir de précieux renseignements.

#### B.4.3 Comparaison avec les événements source unique

Les études sur le processus de multifragmentation qui ont été menées jusqu'alors sur le système Xe + Sn à 50 AMeV ont été effectuées sur un lot d'événements complets dont l'angle de flot était supérieur à 60°. Ces études sont déjà parues dans de très nombreux travaux, entre autres : [LE FEVRE97], [SALOU97], [NGUYEN98], [LE NEINDRE99]. Les résultats ont montré que ce lot d'événements étaient sans aucun doute représentatif des événements candidats à la multifragmentation. C'est la raison pour laquelle il est important de savoir où ceux-ci se situent sur le plan principal que nous avons précédemment défini sur la figure IV.9.

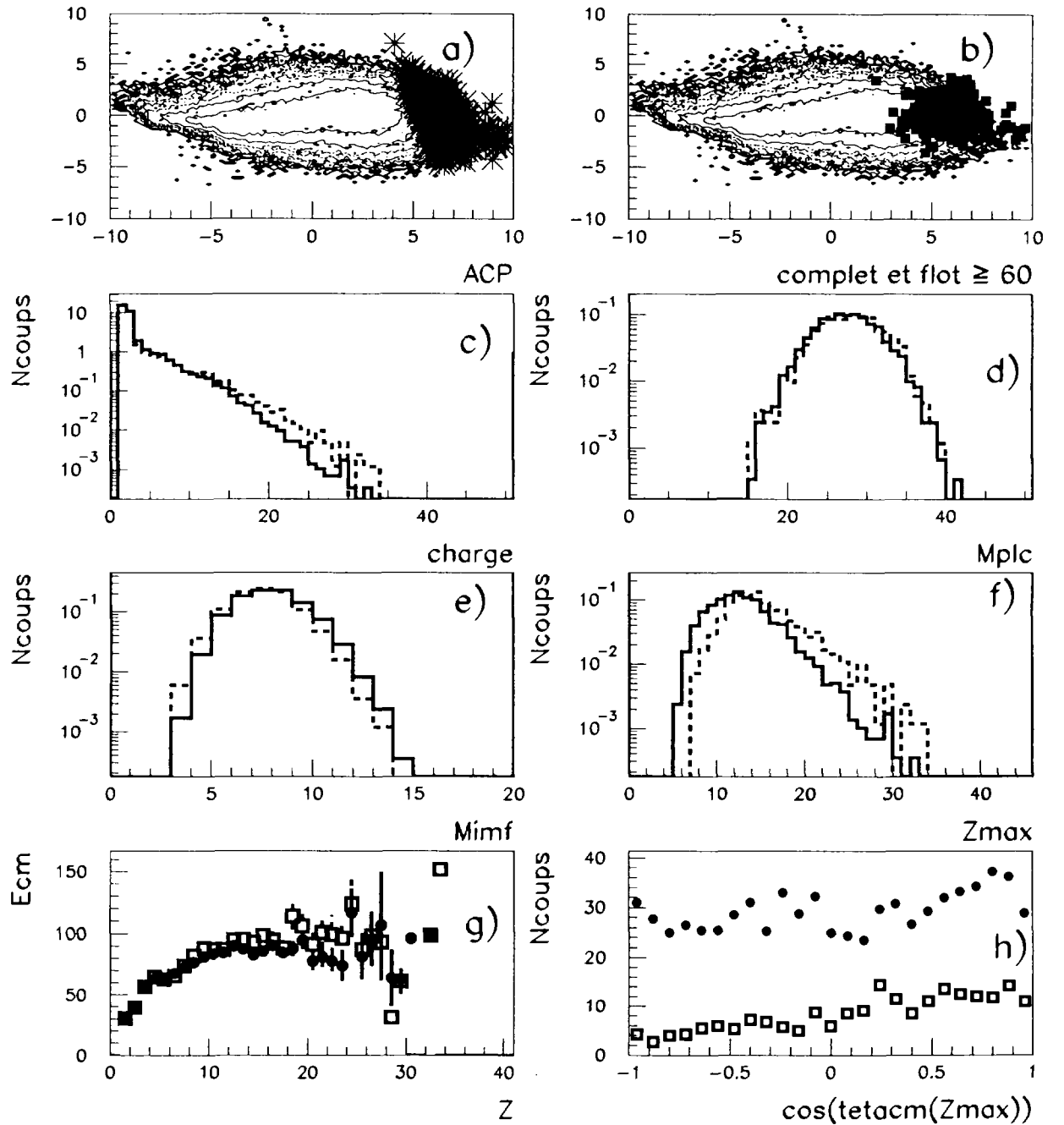


Figure IV.14: Position des événements sélectionnés avec l'A.C.P. sur le graphe IV.9 (en haut à gauche) ainsi que les événements complets dont l'angle de flot est supérieur à  $60^\circ$  (en haut à droite). Comparaison des variables pour les deux sélections (trait plein ou points pour l'A.C.P., trait pointillé ou carré pour complet + angle de flot supérieur à  $60^\circ$ ) : distribution de charge c), multiplicités des PLC d), des IMFs e), charge du fragment le plus gros f), corrélations entre les énergies cinétiques et charges des fragments g) et cosinus de l'angle d'émission dans le centre de masse du fragment le plus lourd h) dans les collisions les plus violentes du système Xe + Sn à 50 AMeV. Les spectres c) à f) sont normalisés au nombre d'événements.

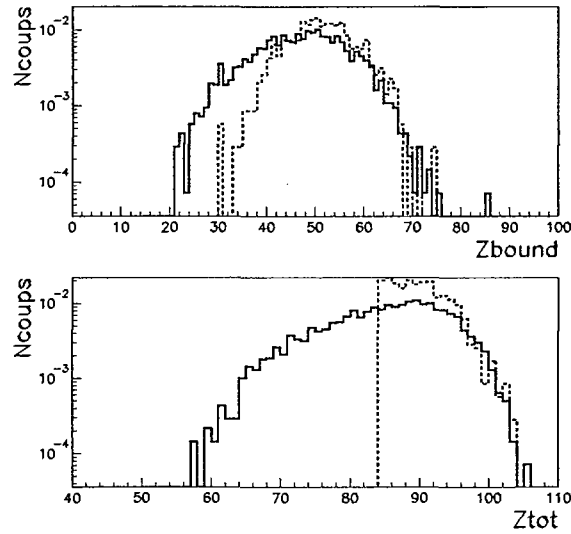


Figure IV.15:  $Z_{bound}$ ,  $Z_{tot}$  pour les collisions les plus violentes sélectionnées avec l'A.C.P. en trait plein et sélectionnés à partir des événements complets dont l'angle de flot est supérieur à  $60^\circ$  en trait pointillé.

Sur les figures IV.14 a) et b), sont représentés les événements complets à 80% en charge et impulsion, sélectionnés avec la coupure habituelle en angle de flot supérieur à  $60^\circ$  ainsi que ceux obtenus avec celle utilisant l'A.C.P. La conclusion immédiate de ces cartes est que la sélection que nous effectuons inclut la majorité (80%) des événements qui avaient été antérieurement isolés. A présent, on élargit donc la sélection à des événements topologiquement identiques qui étaient exclus des précédentes analyses. L'A.C.P. présente ici un pouvoir de sélection bien supérieure aux méthodes précédentes (d'un point de vue statistique).

Un autre point important est la distribution de charge totale détectée, figure IV.15 (courbe en trait plein pour la sélection A.C.P. et trait pointillé pour la sélection en complétude). A titre de comparaison, la courbe pointillée indique la charge de la précédente sélection. Nous obtenons un résultat similaire avec effectivement une valeur moyenne inférieure dans le cadre de la sélection avec l'A.C.P. mais ceci est dû au fait que nous n'appliquons aucune coupure minimale de sélection, nous avons alors une distribution se rapprochant naturellement d'une gaussienne. De la même façon, sur la figure IV.14 sont reportées différentes comparaisons d'observables entre les deux sélections. Les multiplicités obtenues précédemment pour les PLC (d), sont du même ordre que celles sélectionnées par l'A.C.P., il en est de même pour les IMFs (e), même si nous pouvons noter une légère augmentation de la valeur moyenne. La charge du plus gros fragment (f), est légèrement inférieure à présent, la distribution de charge a donc une extension un peu moins grande. La figure (g) présente les énergies cinétiques moyennes des fragments qui sont identiques pour les

deux sélections. Nous pouvons voir que l'émission du fragment le plus gros est, par ailleurs, parfaitement isotrope quand on sélectionne les événements à l'aide de l'A.C.P, figure (h). Il semble donc que nous sélectionnons des collisions légèrement plus violentes (au vu des multiplicités des fragments) mais les résultats semblent qualitativement comparables. Ce point important sera à nouveau discuté dans le dernier chapitre. En outre, la charge totale moyenne détectée est de l'ordre de 85, figure IV.15, soit un pourcentage de détection proche de celui de 80% imposée à priori par le critère de complétude.

La complétude a été testé sur les événements sélectionnés avec l'A.C.P. (non présenté ici): les caractéristiques des événements sélectionnés avec l'A.C.P. d'une part, et avec l'A.C.P. en imposant en plus que 80% de la charge totale soit détectée d'autre part, sont identiques. Ce qui indique que les événements sélectionnés avec l'A.C.P. sont bien homogènes.

En conclusion, la sélection effectuée à partir de l'A.C.P. permet d'augmenter la statistique sans altérer la rigueur de la sélection (nous avons quasiment un facteur 4 entre les deux méthodes) et prouve sans ambiguïté la sélectivité accrue apportée par l'A.C.P. comparée à une sélection monodimensionnelle (classique).

Une étude plus approfondie des événements Xe + Sn sélectionnés par cette nouvelle procédure mériterait d'être menée mais, dans ce mémoire, nous nous sommes principalement attachés à étudier le système Ni + Au. Nous aborderons néanmoins cet aspect lors de la comparaison des deux systèmes (Ni + Au et Xe + Sn) au chapitre VI.

#### B.4.4 Corrélations entre les variables primaires et les variables de sélection

Il est intéressant à ce stade de visualiser les différentes corrélations entre les variables utilisées. Le graphe IV.16 représente la projection des variables sur le plan principal permettant ainsi d'accéder aux différentes corrélations entre les variables. Sélectionner les collisions les plus à droite du croissant formé par les données, figure IV.9, conduit donc à sélectionner les multiplicités en PLC, les énergies transverses, les sphéricités les plus grandes. Ces variables étant à la fois des variables de dissipation et des variables de forme, la sélection s'opère donc simultanément sur les deux critères. D'ailleurs, si l'on observe bien la figure IV.10, une saturation des multiplicités de PLC apparaît dans les dernières tranches alors qu'il existe encore une évolution des événements avec la variable  $g$ .

L'évolution de variables pratiquement pas corrélées avec la géodésique  $g$  (vecteur perpendiculaire à celle-ci) peut nous apporter aussi de nombreuses informations: la multiplicité des IMFs (figure IV.11) et  $Z_{bound}$ ,  $Z_{tot}$  (non représentés). Une nette évolution apparaît dans les valeurs moyennes: augmentation du nombre d'IMFs, augmentation du  $Z_{tot}$ , diminution du  $Z_{bound}$  (la fragmentation est de plus en plus violente donc les fragments sont moins gros). Ces variables ne sont pas directement corrélées à la géodésique mais permettent néanmoins



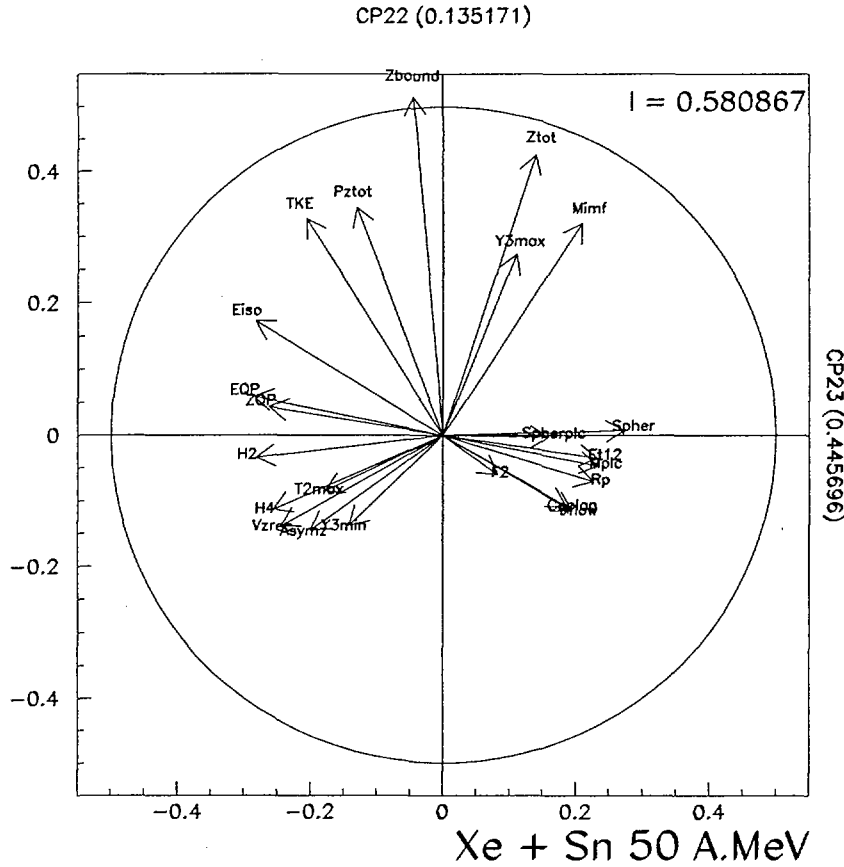


Figure IV.16: *Corrélations entre les variables primaires et composantes principales pour le système Xe + Sn à 50 A.MeV, à l'issue de la seconde A.C.P.*

une discrimination des réactions.

Ce résultat peut s'interpréter facilement car la géodésique est définie à partir des 23 variables globales mises en jeu. Même si certaines d'entre elles semblent avoir un rôle prépondérant, toutes les variables participent au classement des événements (saturation de la multiplicité des PLC quand la multiplicité des IMFs évolue encore).

Ceci nous amène à conclure que la sélection des événements à l'aide d'une seule variable n'est pas équivalente à la sélection des événements en utilisant la géodésique  $g$ , celle-ci résultant de la combinaison linéaire de toute une série de variables globales.

## B.5 Conclusion sur la méthode de sélection

La sélection des événements avec l'Analyse en Composantes Principales permet lors d'une première étape d'isoler les réactions les plus dissipatives et les mieux détectées sans

appliquer aucun critère de complétude au préalable. De plus, la sélection opérée intègre naturellement les événements dits complets.

Puis une deuxième A.C.P. isole les réactions les plus violentes. L'augmentation du nombre d'événements par rapport aux méthodes classiques de sélection ainsi obtenu est significatif : multiplication par un facteur 4 dans le cadre du système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 AMeV. Les résultats sont compatibles avec toutes les études qui avaient jusqu'alors menées sur le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 AMeV et les caractéristiques globales des événements sélectionnés comparables, bien que présentant un indice de dissipation légèrement plus important.

Un autre aspect très intéressant de cette méthode est l'accès direct aux corrélations entre les variables. En effet, sur la projection des variables sur le plan principal, apparaissent les différentes corrélations entre observables, ce qui permet de contrôler les résultats obtenus.

Nous allons à présent appliquer cette procédure de sélection au système  $\text{Ni} + \text{Au}$  de 32 à 90 AMeV et sélectionner ainsi de manière analogue les collisions les plus violentes, présentant un fort degré de complétude.

## C Sélection des collisions les plus violentes dans les réactions $\text{Ni} + \text{Au}$ de 32 à 90 AMeV

### C.1 Première A.C.P.

Comme pour le système symétrique  $\text{Xe} + \text{Sn}$ , nous ne faisons aucune présélection et intégrons donc tous les événements issus des collisions du système asymétrique  $\text{Ni} + \text{Au}$ . La projection des données sur le plan principal (recalculé pour chaque système) apparaît sur la figure IV.17, les corrélations quant à elles, sont représentées sur le graphe IV.18. Les trois énergies 32, 52 et 90 AMeV sont représentées; les résultats étant similaires et conduisant aux mêmes conclusions dans les 3 cas, nous ne commenterons que ceux obtenus à 52 AMeV.

Par comparaison des figures IV.1 et IV.17, de très nettes différences apparaissent entre les systèmes  $\text{Xe} + \text{Sn}$  et  $\text{Ni} + \text{Au}$ . Nous n'obtenons pas le même nombre de zones (classes d'événements). Si l'on compare les corrélations entre les variables, on obtient globalement les mêmes tendances, à savoir un axe de détection et un axe de dissipation, le regroupement des variables n'est cependant pas aussi net pour ce système. En effet, les variables de dissipation sont beaucoup plus dispersées ( $M_{plc}$ ,  $M_{imf}$ ,  $\text{TKE}...$ ). Il en est de même pour les variables de détection ( $Z_{tot}$ ,  $P_{ztot}$ ,  $V_{zrec}...$ ). La séparation entre les deux groupes est d'ailleurs nettement moins précise, ce que souligne la plus faible inertie de la première A.C.P., à savoir 60%. Afin de comprendre d'où proviennent ces différences, nous allons analyser le regroupement des événements en classes de réaction pour le système asymétrique  $\text{Ni} + \text{Au}$ .

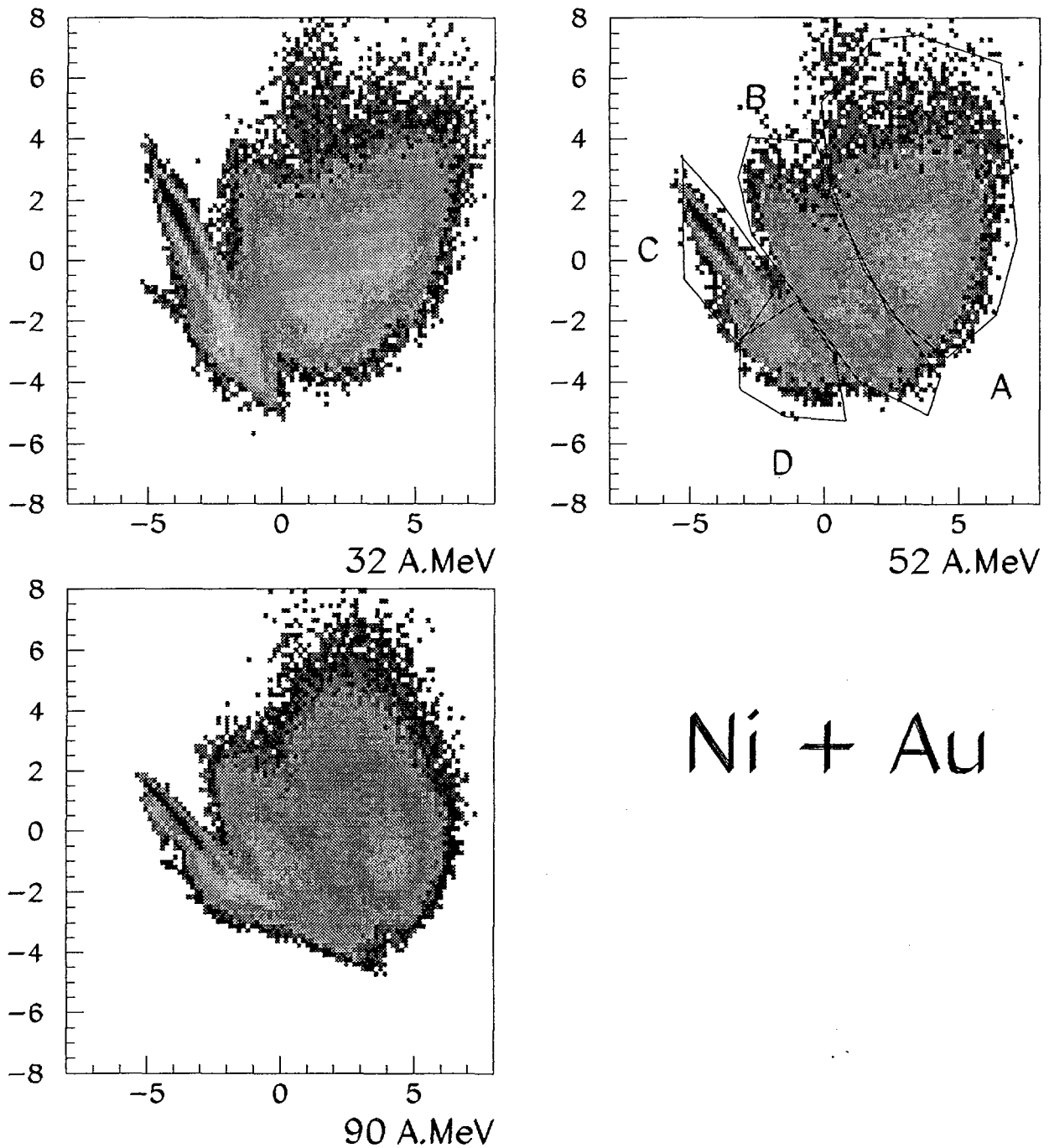


Figure IV.17: *Projection des données du système Ni + Au à 32 A.MeV (en haut à gauche), à 52 A.MeV (en haut à droite) et à 90 A.MeV (en bas à gauche) sur le plan principal de la première A.C.P. (échelle logarithmique).*

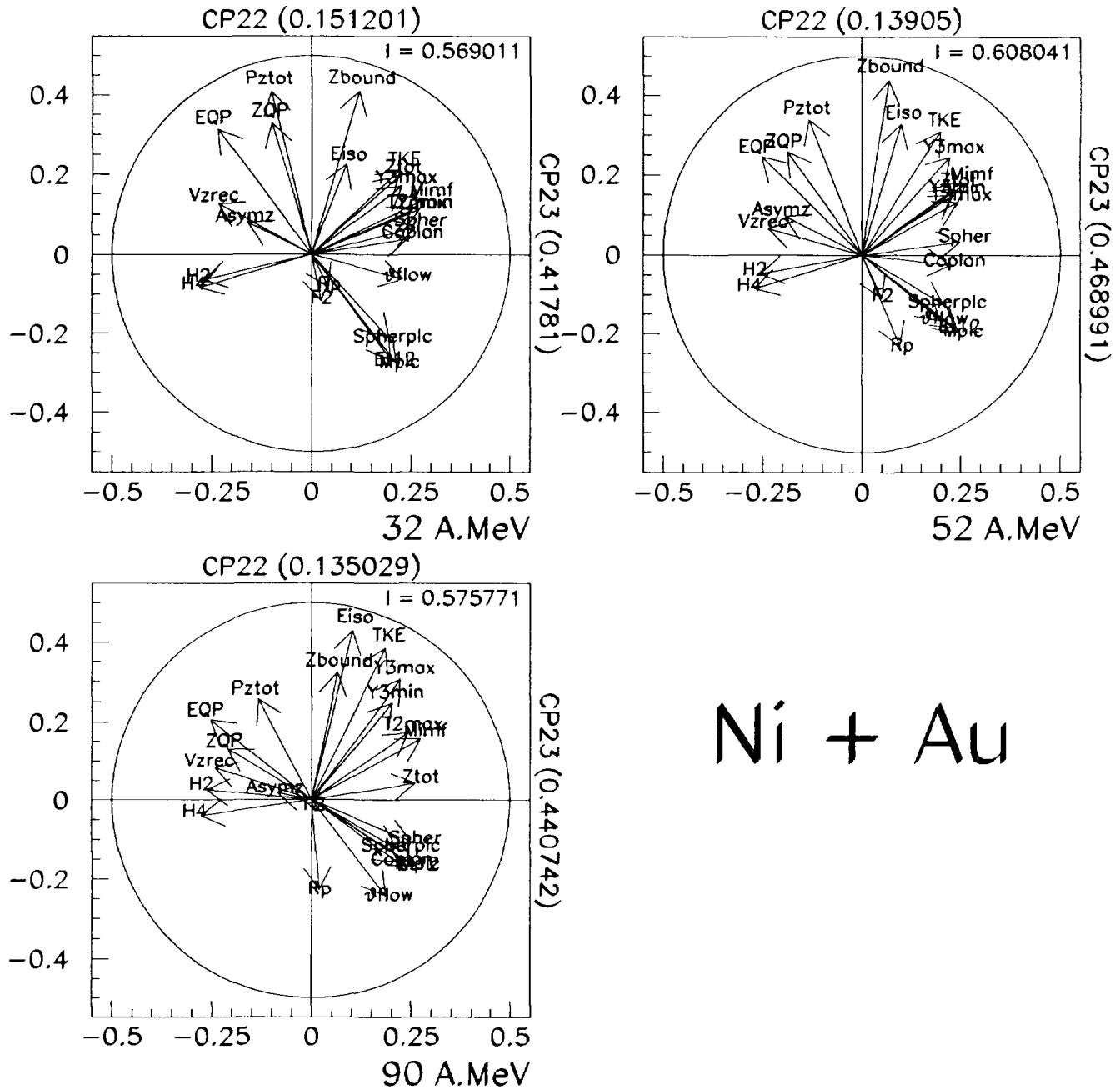


Figure IV.18: Projection des variables globales du système  $Ni + Au$  à 32 A.MeV (en haut à gauche), à 52 A.MeV (en haut à droite) et à 90 A.MeV (en bas à gauche) sur le plan principal de la première A.C.P.

<b>32 AMeV</b>	ZONE A	ZONE B	ZONE C	ZONE D
<i>Multiplicité PLC</i>	11.3	10.5	3.9	11.3
<i>Multiplicité IMFs</i>	3.6	2.5	1.5	1.5
<i>Z total</i>	46.2	33.8	27.2	25.1
<b>52 AMeV</b>	ZONE A	ZONE B	ZONE C	ZONE D
<i>Multiplicité PLC</i>	16.6	13.6	5.0	14.2
<i>Multiplicité IMFs</i>	4.0	2.5	1.5	1.5
<i>Z total</i>	48.0	34.7	28.0	27.6
<b>90 AMeV</b>	ZONE A	ZONE B	ZONE C	ZONE D
<i>Multiplicité PLC</i>	23.3	18.4	6.9	17.9
<i>Multiplicité IMFs</i>	4.3	2.5	1.5	1.6
<i>Z total</i>	53.3	38.4	28.8	31.9

TAB. IV.1 - Valeurs moyennes des multiplicités (PLC et IMFs) et de la charge totale détectée pour les 4 zones définies sur la figure 18 pour 32, 52 et 90 AMeV.

Si on délimite les 4 zones sur la figure IV.17, on peut comparer les différentes caractéristiques associées aux événements de chacune d'elles. Le tableau IV.1 indique les valeurs moyennes des multiplicités et charge totale détectée. La figure IV.19 représente la corrélation charge - vitesse dans le laboratoire à 52 AMeV, et nous permet de décrire chaque classe d'événements. Au vu de toutes ces observables, la zone A correspond aux événements violents relativement bien détectés, la zone B à des événements moins dissipatifs et moins bien détectés que la zone A. La zone C regroupe les collisions périphériques où le quasi-projectile a été détecté avec quelques particules en coïncidence. La zone D correspond à des collisions périphériques plus violentes que celles de la zone C.

On retrouve donc les différentes zones déjà déterminées pour Xe + Sn dans le paragraphe B, mis à part que pour Ni + Au, nous n'avons pas de zone correspondant à des événements très bien détectés (il faut se souvenir que la recherche d'une nouvelle méthode de sélection a été motivée par cette déficience en événements correctement détectés, comme précisé dans le chapitre précédent).

En fait, les deux branches pour Xe + Sn (l'une formée par les zones B et C, l'autre formée par les zones D et E sur la figure IV.1) se regroupant en A étaient clairement différenciées par une détection totalement différentes : événements bien et mal détectés. Dans le cas de Ni + Au, elles ne forment plus qu'une seule branche où il existe très peu d'événements très bien détectés et où la sélectivité s'effectue principalement selon l'axe des variables de dissipation. INDRA étant plus performant pour la détection des particules légères que les fragments lourds et lents, la détection efficace des collisions peu violentes est alors fortement défavorisée.

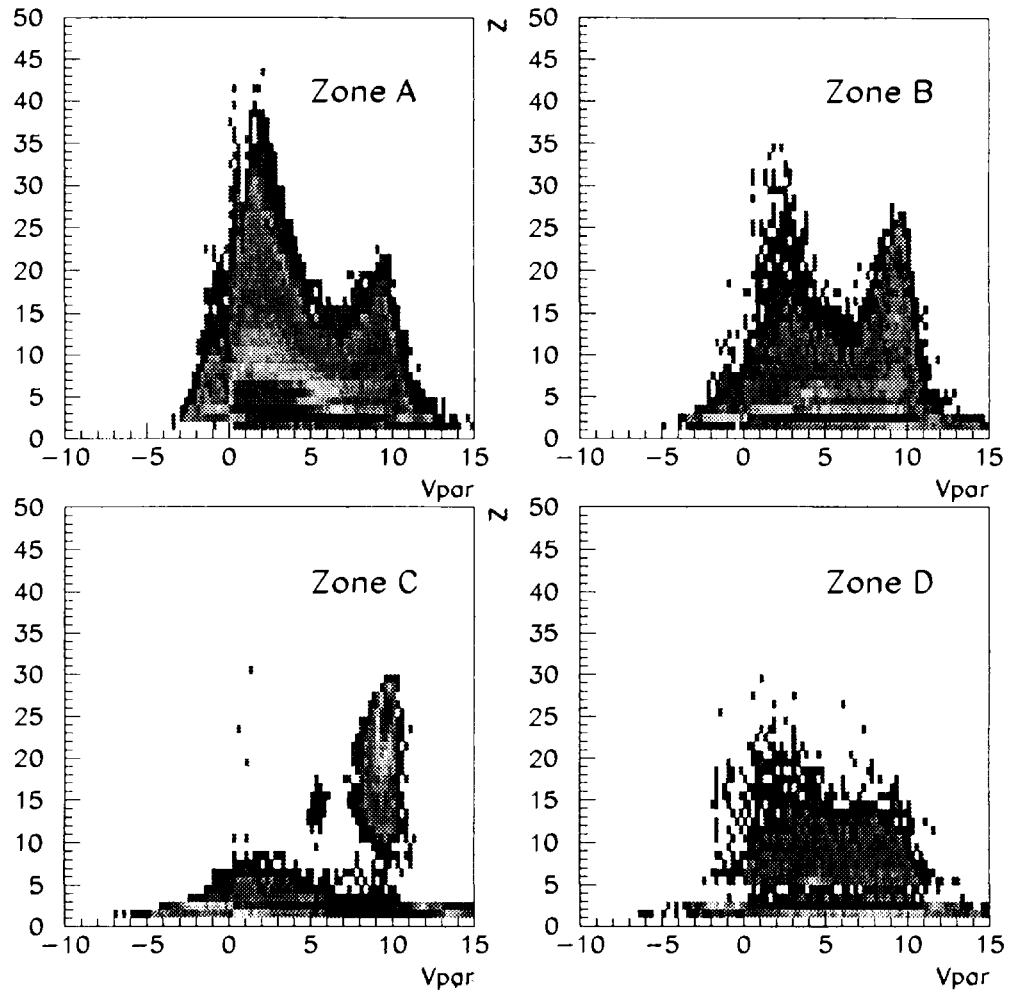
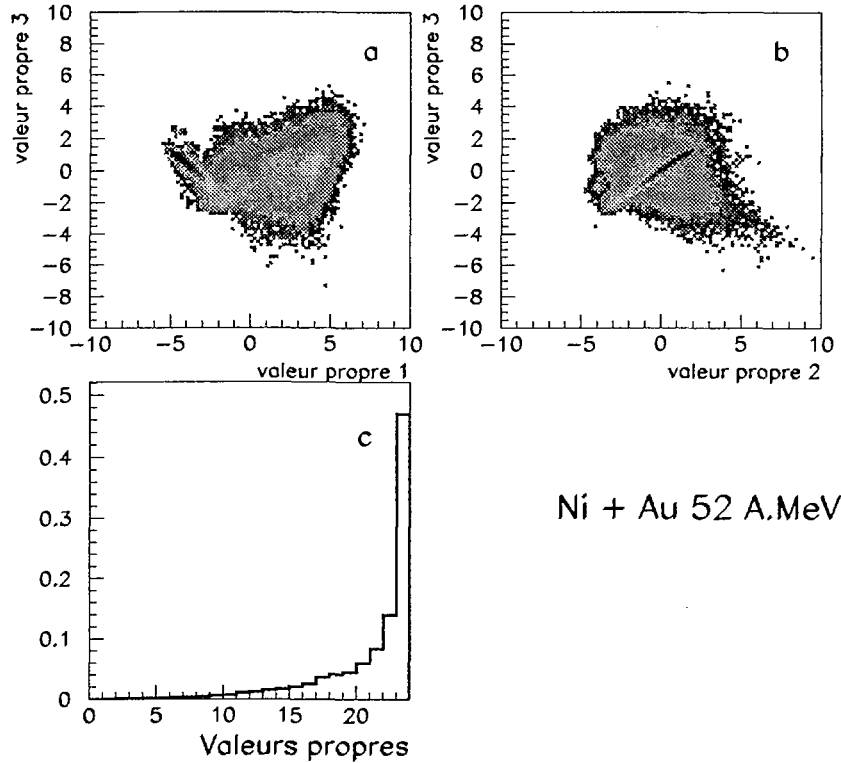


Figure IV.19: *Corrélations charge - vitesse dans le laboratoire (cm/ns) pour les zones A, B, C et D définies sur la figure IV.17 pour le système Ni + Au à 52 AMeV.*



Ni + Au 52 A.MeV

Figure IV.20: Deuxième plan principal (première et troisième valeur propres) et troisième plan principal (deuxième et troisième valeur propres) ainsi que le spectre des valeurs propres pour le système Ni + Au à 52 A.MeV.

Cette constatation explique aussi la faible inertie déterminée par l'A.C.P. (60%). En effet, comme les événements sont moins bien détectés que pour le système Xe + Sn, nous n'avons pas accès à toute l'information contenue dans un événement. La sélectivité des événements est donc moins grande pour Ni + Au que Xe + Sn. Malgré cette diminution de l'inertie, la discrimination des réactions les plus violentes et les mieux détectées de l'ensemble des données est néanmoins possible, comme le montre la séparation observée entre les zones de la figure IV.17.

La prise en compte des autres plans principaux (les deux suivants sont présentés pour 52 A.MeV sur la figure IV.20) ne permet pas une meilleure séparation des classes d'événements : on isole beaucoup moins facilement les différents groupes d'événements et les classes qui se séparent correspondent à celles qui sont déjà isolées sur le premier plan principal, c'est pourquoi la sélection des événements s'effectuera à partir du seul plan principal. Le spectre des valeurs propres, figure IV.20 c, synthétise d'ailleurs ces remarques : la majorité

de l'information significative est contenue dans les deux premières valeurs propres ( $\geq 0.1$ ).

Nous avons donc pu sélectionner les collisions les mieux détectées et les plus dissipatives pour le système Ni + Au à 52 AMeV en utilisant une première A.C.P. Comme nous l'avons déjà écrit, nous obtenons une sélection similaire à 32 et 90 AMeV, en utilisant la même procédure. A ce stade, il nous faut à présent isoler les collisions les plus violentes dans les trois sélections que nous venons de faire à 52, 90 et 32 AMeV et que nous présenterons dans cet ordre par souci de cohérence dans la démonstration.

## C.2 Ni + Au à 52 AMeV : deuxième A.C.P.

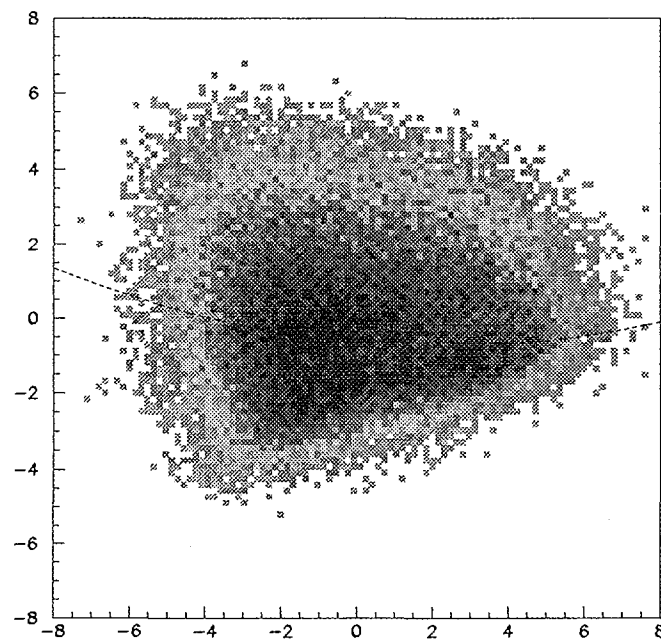


Figure IV.21: *Projection des données du système Ni + Au à 52 AMeV sur le plan principal de la deuxième A.C.P. La ligne en pointillée représente la géodésique  $g$ .*

Nous venons de sélectionner les événements de la zone A correspondant aux événements les plus dissipatifs et les mieux détectés. Nous appliquons donc une deuxième A.C.P. sur ceux-ci, comme précédemment pour le système Xe + Sn à 50 AMeV. Le résultat est présenté sur les figures IV.21 et IV.22.



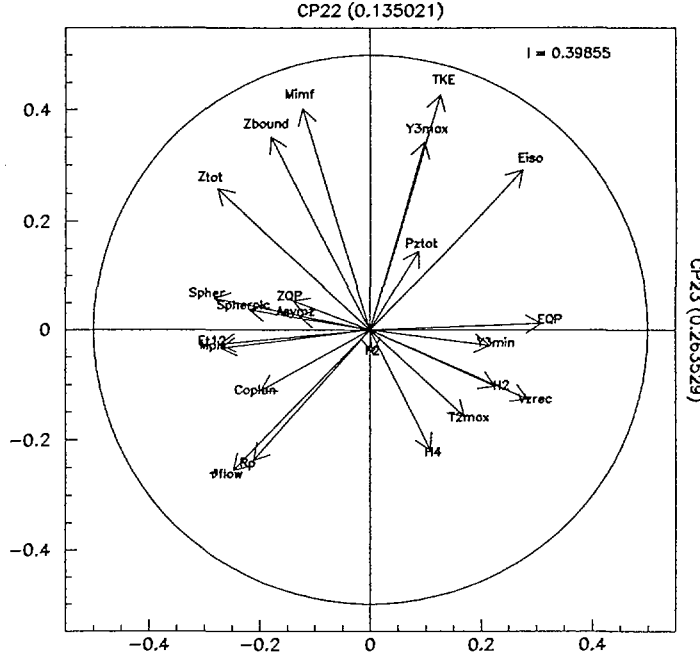


Figure IV.22: Projection des variables globales du système Ni + Au à 52 A MeV sur le plan principal de la deuxième A.C.P.

### C.2.1 Caractéristiques globales des événements

Nous obtenons la forme générale caractéristique des données projetées sur le plan principal, figure IV.21, forme en croissant. L'inertie contenue dans le plan principal est faible (de l'ordre de 40%), cette valeur s'explique par l'information moindre contenue dans les événements sélectionnés dans les réactions Ni + Au comparées aux réactions Xe + Sn (charge totale détectée beaucoup plus faible). Ceci implique alors une sélectivité moins importante entre les événements et donc un nuage de points moins allongé et une forme plus compacte.

### C.2.2 Corrélations entre les variables

Les vecteurs propres sont définis à une phase près (ce qui explique le renversement de l'axe horizontal et le fait que cette fois les événements les plus dissipatifs sont à gauche, cf  $M_{plc}$ ,  $Et_{12}$ , ...), les corrélations entre les variables sont donc relativement identiques pour les deux systèmes avec néanmoins, pour le système Ni + Au, une dispersion plus grande des variables (figure IV.22), se caractérisant par des projections suivant les différents axes principaux moins grandes.

	1 <sup>re</sup> tranche	2 <sup>me</sup> tranche	3 <sup>me</sup> tranche
<i>Multiplicité PLC</i>	20.7(3.1)	15.7(3.3)	11.1(3.1)
<i>Multiplicité IMFs</i>	5.2(1.3)	3.9(0.8)	3.6(0.5)
<i>Z total</i>	69.8(9.3)	45.2(7.9)	35.3(5.4)
<i>Vitesse de recul (cm/ns)</i>	2.24(0.68)	4.23(1.62)	7.93(2.0)

TAB. IV.2 - Valeurs moyennes des multiplicités (PLC et IMFs) et de la charge totale détectée pour les 3 tranches choisies le long de la géodésique  $g$  à 52 AMeV : la première colonne correspond aux tranches les plus violentes, la seconde à une tranche intermédiaire et la dernière aux collisions les moins violentes. Entre parenthèses sont indiqués les écarts-types associés.

Deux axes principaux se dégagent de cette projection : un axe de dissipation fortement corrélé (ou anticorrélé) aux variables telles que : sphéricité, multiplicité des PLC, énergie transverse des PLC, énergie et charge du fragment le plus rapide et un axe de détection ( $Z_{tot}$ ,  $Z_{bound}$ ,  $M_{imf}$ ). Même si, comme nous l'avons déjà vu, les événements parfaitement détectés sont rares, la détection, tout comme dans la première A.C.P. intervient dans le classement des réactions. Ceci revient à dire que les analyses menées sont fortement dépendantes du multidétecteur et de sa réponse en détection pour les différents systèmes étudiés et doivent être minutieusement conduites.

### C.2.3 Sélection des événements les plus violents

Comme dans le paragraphe B.3, nous pouvons définir une géodésique  $g$  suivant la violence de la collision. De la même façon, nous pouvons établir l'évolution de certaines variables globales en fonction de  $g$ . La figure IV.23 représente la multiplicité totale sur toute la gamme de  $g$ , évoluant de 25 à 14 (cette fois, les collisions les plus violentes sont en haut à droite et les moins violentes en bas à gauche). Sur le tableau IV.2, sont reportées les valeurs des multiplicités de PLC, d'IMFs, le  $Z_{tot}$  et la vitesse de recul (reconstruites à partir des fragments événement par événement) pour 3 coupures de la géodésique : les deux tranches extrêmes ainsi qu'une tranche intermédiaire, comme le système Xe + Sn.

Au vu du tableau, nous pouvons considérer que la première tranche isole les collisions les plus violentes (au sens des multiplicités de fragments) et que celles-ci sont relativement bien détectées (65% de la charge totale). La vitesse de recul est comparable à la vitesse de recul théorique de fusion complète (2.3 cm/ns pour Ni + Au à 52 AMeV). La figure IV.24 présente les corrélations charge - vitesse parallèle dans différents repères (laboratoire, centre de masse reconstitué ou ellipsoïde). Ces cartes sont une fois de plus symétriques (colonne de gauche) et montre une perte de la mémoire de la voie d'entrée mis à part pour les particules légères et les petits IMFs pour lesquels il existe une forte composante asymétrique. Ceci nous permet d'envisager une étude de ces événements, qui possèdent une quantité d'information importante pour ce système, dont la section efficace est évaluée à 120 mbarns.

## Multiplicités totales

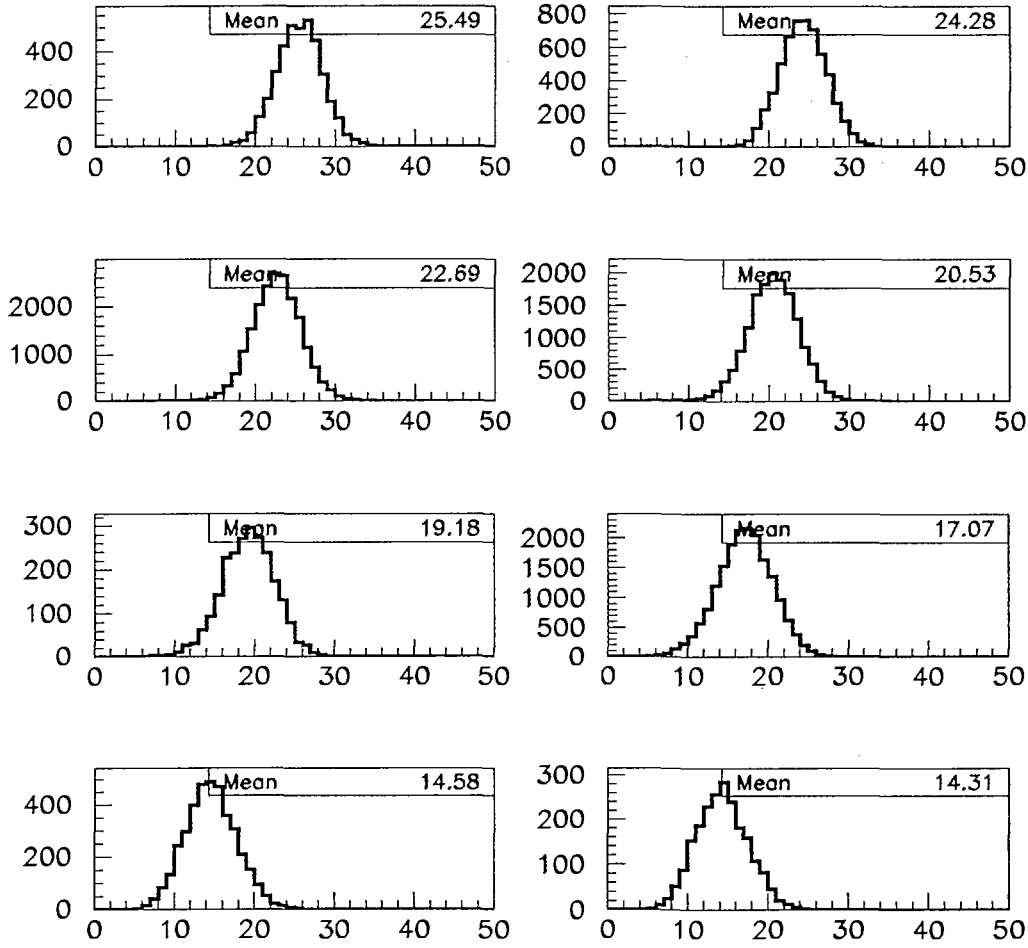


Figure IV.23: Evolution de la multiplicité totale des événements en fonction de la géodésique  $g$  pour Ni + Au à 52 AMeV. A noter l'inversion de tendance avec la figure IV.10.

### C.2.4 Evolution des événements pour les collisions les plus violentes

Comme dans le cas précédent (Xe + Sn), l'abscisse curviligne  $g$ , même si elle se rapproche de l'axe de dissipation, n'est pas colinéaire à celui-ci. Une saturation de la multiplicité de PLC apparaît pour les 3 tranches les plus violentes (correspondant aux trois premiers graphes de la figure IV.23) (19.0, 20.1(+5%), 20.7(+2.7%), alors que la multiplicité d'IMFs (variable presque perpendiculaire à l'axe de la géodésique) montre une évolution plus significative (4.1, 4.6 (+11%), 5.1 (+12.4%) toujours pour les mêmes tranches). On a donc une saturation des multiplicités des PLC alors que la multiplicité des IMFs évolue encore. Or,

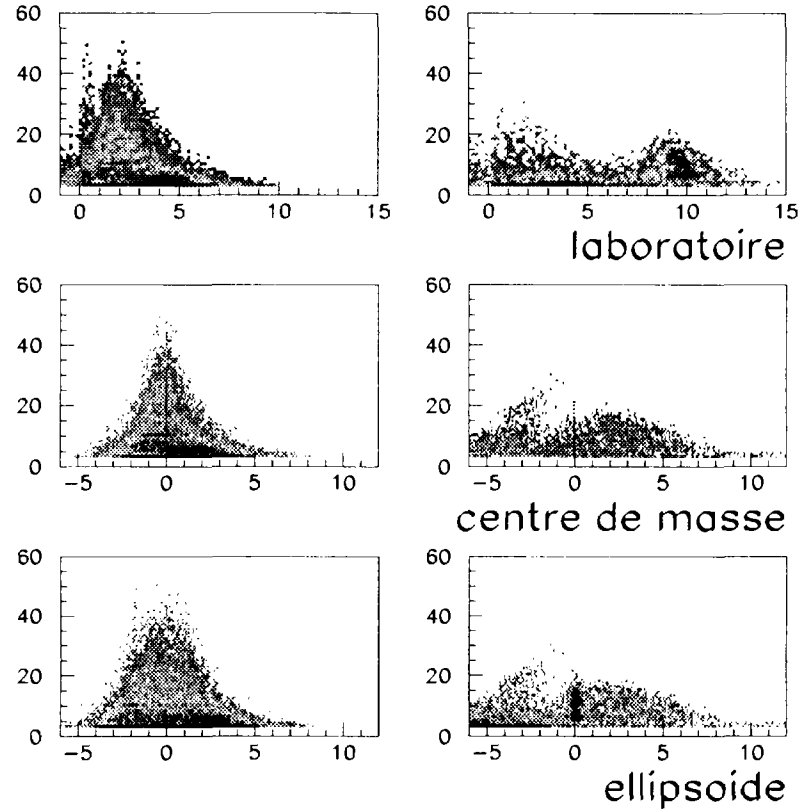


Figure IV.24: *Corrélation charge - vitesse dans le laboratoire (cm/ns), dans le centre de masse reconstitué événement par événement et dans l'ellipsoïde des réactions les plus violentes (colonne de gauche) et les moins dissipatives (colonne de droite) de la réaction  $Ni + Au$  à 52 AMeV.*

paradoxalement, la multiplicités des PLC est quasiment colinéaire à  $g$  et l'on s'attendrait donc à ce que celle-ci évolue tant que  $g$  évolue, ce qui n'est pas le cas, notamment à cause de la courbure de la géodésique et que l'axe  $M_{plc}$  forme un angle avec le plan principal. Cette remarque appuie le fait déjà établi qu'une seule variable, en l'occurrence la multiplicité des PLC, ne suffit pas à décrire l'évolution d'un système sur toute la gamme en violence de collision et que seule une combinaison linéaire de toutes les variables permet une sélection rigoureuse faisant intervenir tous les aspects d'une collision (dissipation, détection et forme des événements).

### C.3 Ni + Au à 90 AMeV : deuxième A.C.P.

Pour effectuer la deuxième A.C.P. sur les événements à 90 AMeV, nous n'avons gardé que les événements contenus dans la zone A de la figure IV.17. Les résultats étant globalement similaires à ceux obtenus à 52 AMeV, nous ne commenterons que succinctement les figures.

#### C.3.1 Projection des événements

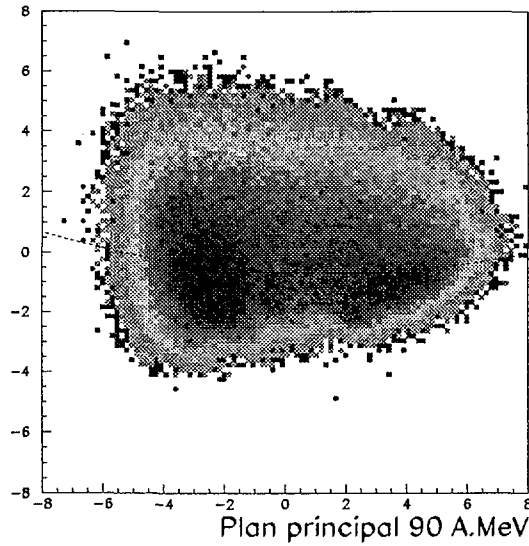


Figure IV.25: *Projection des données sur le plan principal de la deuxième A.C.P. pour le système Ni + Au à 90 AMeV. La ligne pointillée représente la géodésique  $g$ .*

Nous retrouvons les caractéristiques générales de la forme de la projection des données sur le plan principal, à savoir un croissant (figure IV.25), nous pouvons donc définir à nouveau la géodésique  $g$  suivant la violence de la collision (en pointillés sur la figure). Le graphe IV.26 présente la projection des variables sur le plan principal et nous retrouvons les mêmes corrélations entre les variables qu'à 52 AMeV. Nous obtenons ici encore une faible valeur de l'inertie, pour la même raison que précédemment.

#### C.3.2 Sélection des collisions les plus dissipatives

La figure IV.27 présente l'évolution en fonction de  $g$  des valeurs de la multiplicité totale. Les collisions les plus violentes sont isolées dans la première tranche. La figure IV.28 donne les caractéristiques générales de ces collisions, c'est-à-dire les multiplicités de PLC et d'IMFs, le  $Z_{tot}$  et la corrélation entre la charge et la vitesse dans le centre de masse. Les valeurs obtenues montrent que nous sommes bien en présence de collisions extrêmement

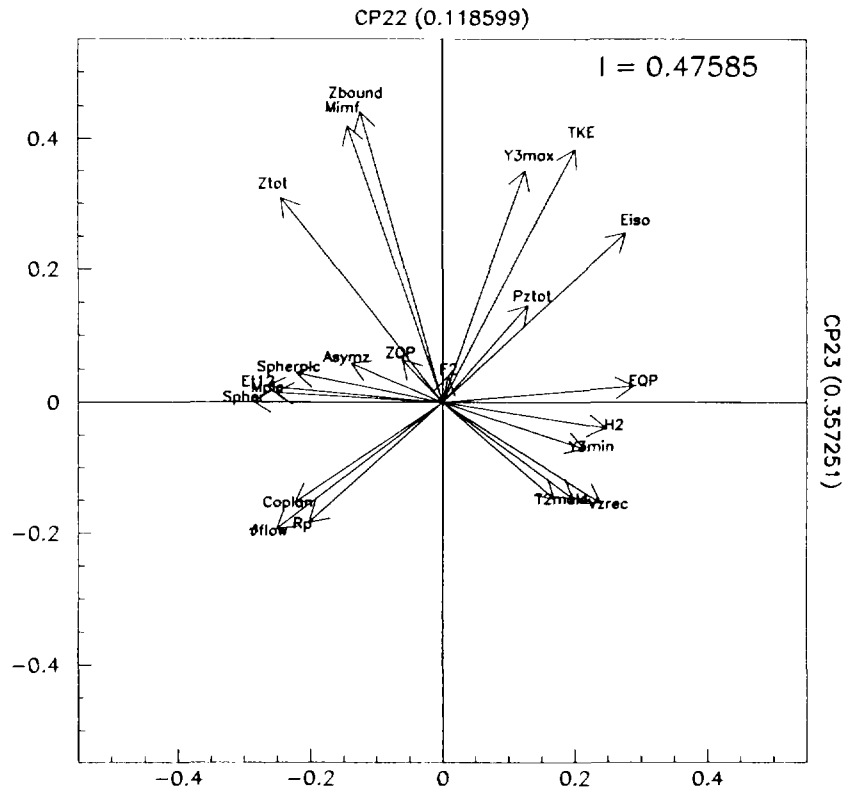


Figure IV.26: Projection des variables sur le plan principal de la deuxième A.C.P. pour le système  $Ni + Au$  à 90 A MeV.

violentes avec des multiplicités moyennes de PLC de l'ordre de 28.6 et d'IMFs de 5.4 et ces collisions sont majoritairement bien détectées (65% de la charge totale détectée), ce qui nous permet à priori de les analyser dans de bonnes conditions expérimentales. La corrélation entre la charge et la vitesse dans le centre de masse présente bien une symétrie autour de 0, ce qui est caractéristique d'un oubli de la voie d'entrée. Les réactions ainsi isolées sont donc caractérisées comme étant les plus violentes, avec une section efficace de l'ordre de 140 mbarns.

#### C.4 $Ni + Au$ à 32 A MeV : deuxième A.C.P.

Nous ne conserverons que les événements de la zone A isolés au paragraphe C.1 pour effectuer la deuxième A.C.P..

### Multiplicités totales

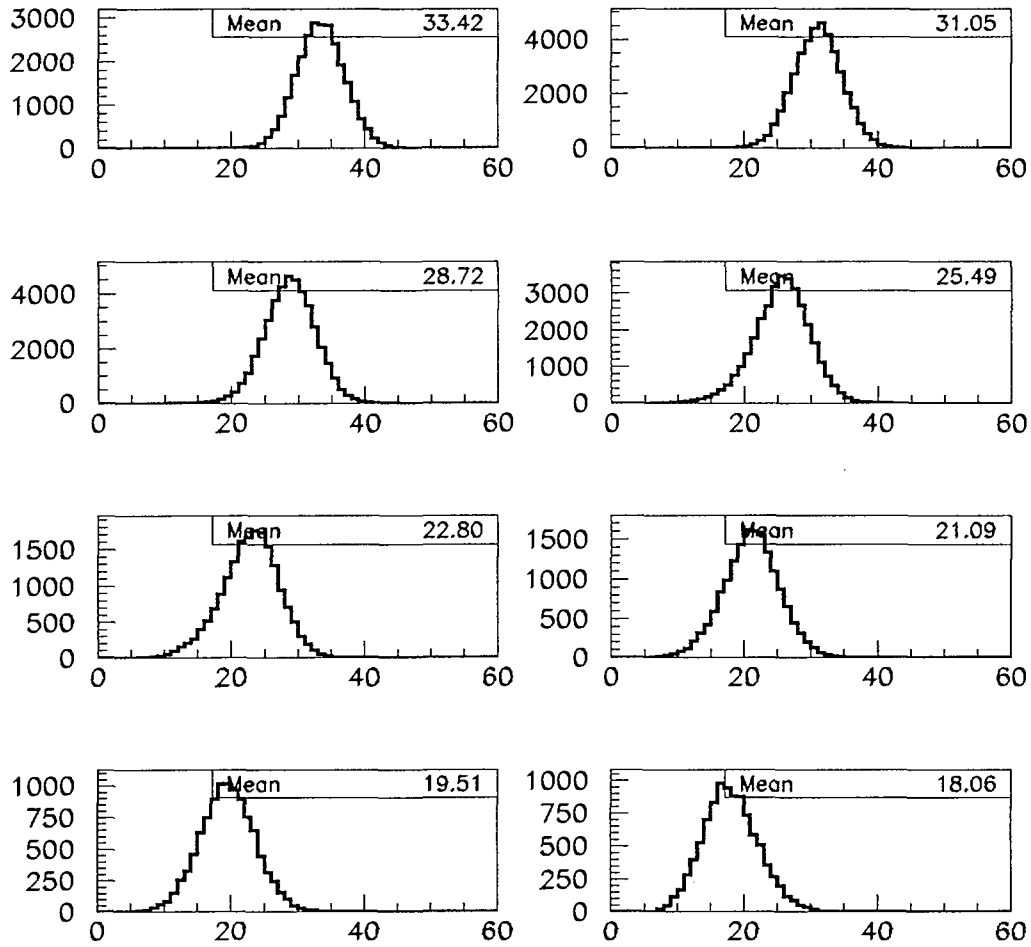


Figure IV.27: *Evolution des multiplicités totales en fonction de la géodésique  $g$  pour le système Ni + Au à 90 AMeV.*

#### C.4.1 Caractéristiques globales des événements

La forme de la projection des données rappelle un croissant (cependant plus compacte) comme dans les cas précédents (figure IV.29). Nous pouvons aussi définir l'abscisse curviligne  $g$ , en pointillée sur la figure permettant de suivre la violence des collisions.

Les projections des variables sur le plan principal sont complètement différentes de 52 et 90 AMeV, graphe IV.30. Nous avons toujours deux axes principaux : un axe de dissipation et un axe de détection mais la dispersion entre les observables est très grande : il n'existe

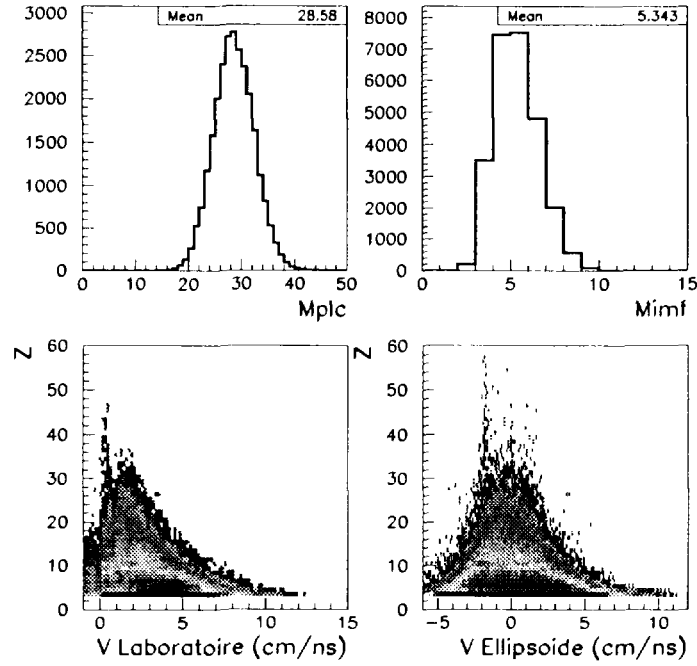


Figure IV.28: *Collisions les plus violentes pour Ni + Au à 90 A MeV : multiplicité des PLC, des IMFs, charge totale détectée et corrélation charge-vitesse (cm/ns) dans le laboratoire et dans l'ellipsoïde.*

plus de regroupement d'observables bien établi. De plus, à présent la multiplicité des IMFs n'a plus du tout le même rôle qu'auparavant, l'axe associé à celle-ci est orthogonal à l'axe de dissipation et anticorrélée aux variables de détection, c'est-à-dire que plus il y a d'IMFs, moins le  $Z_{bound}$  (ou  $Z_{tot}$ ) est grand, ce qui peut paraître surprenant. De plus, les variables de forme, cette fois, sont perpendiculaires à l'axe de dissipation. Cela s'explique simplement par le fait que la multiplicité moyenne des IMFs dans les collisions sélectionnées est de l'ordre de 3.6 et que ces variables, dans la plupart des cas, n'ont plus de signification réelle ici (puisqu'elles ne sont calculées qu'à partir d'un nombre très limité de fragments). Nous allons à présent tenter de comprendre comment s'ordonnent les réactions en suivant la géodésique  $g$ .

#### C.4.2 Sélection des événements

La figure IV.31 permet de suivre l'évolution des multiplicités totales en fonction de  $g$ . Les valeurs moyennes varient de 17 à 10. La géodésique permet donc, comme auparavant, un classement global en échelle de violence malgré l'amplitude de variation moins importante que pour les énergies incidentes supérieures. Le tableau IV.3 synthétise les valeurs des différentes observables pour les 2 tranches extrêmes en violence et pour une tranche



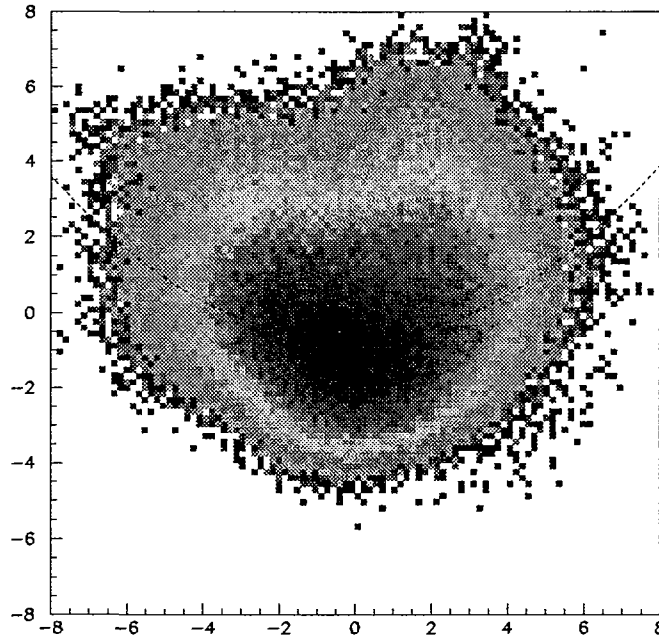


Figure IV.29: *Projection des données sur le plan principal de la deuxième A.C.P. pour Ni + Au à 32 AMeV. La géodésique g est représentée en pointillée.*

intermédiaire de  $g$ . Plus la collision est violente (production plus grande de particules), moins la production d'IMFs est importante. C'est d'ailleurs ce que nous indiquait l'anti-corrélation entre les variables telles que les multiplicités de PLC et d'IMFs sur la figure IV.30. La charge totale détectée est par contre toujours de l'ordre de 65% pour les tranches associées aux collisions les plus violentes.

La section efficace associée à ces événements est de l'ordre de 70 mbarns.

### C.4.3 Caractéristiques des collisions les plus violentes

Pour analyser plus en détail les réactions caractérisées comme étant les plus violentes (dernière tranche), intéressons-nous aux corrélations charge-vitesse dans le laboratoire et dans le centre de masse (le repère de l'ellipsoïde ici n'a plus de signification puisque nous n'avons que 3 IMFs en moyenne pour le calculer) ainsi qu'à la valeur du plus gros fragment détecté pour les deux tranches extrêmes de la figure IV.32. Nous pouvons d'ores et déjà affirmer que nous ne sommes pas en présence du même mécanisme de réaction à 32 AMeV qu'à 52 et 90 AMeV. En effet, pour cette énergie incidente, nous sommes en présence de collisions violentes avec une faible production d'IMFs (2.8 en moyenne) dont un très lourd, d'une charge de l'ordre de 33 (celui-ci se retrouve toujours par construction au centre de

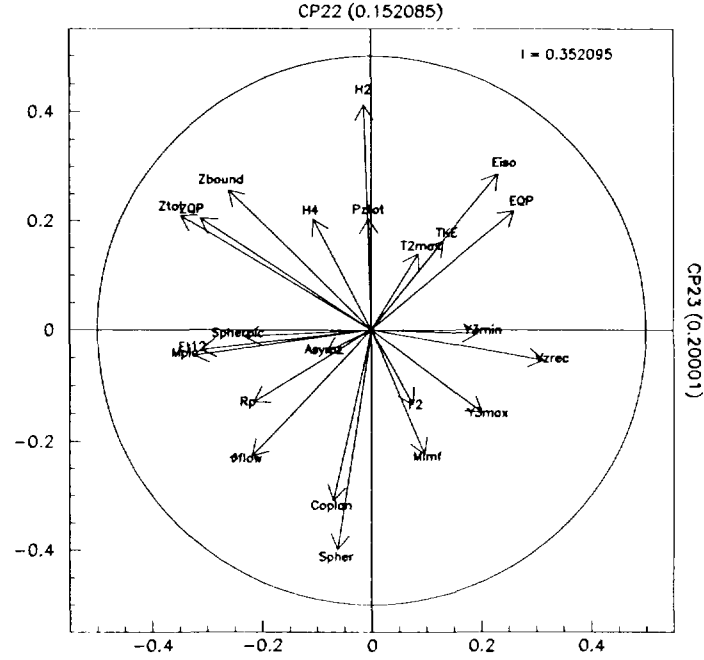


Figure IV.30: *Projection des variables sur le plan principal de la deuxième A.C.P. pour Ni + Au à 32 A MeV.*

masse), associé à un petit fragment (d'une charge de l'ordre de 11).

Pour les énergies incidentes plus élevées, par contre, nous avons clairement mis en évidence des réactions extrêmement violentes avec une forte production d'IMFs et pour lesquelles les deux fragments les plus gros n'avaient une différence de charge que de 9 à 52 A MeV (plus gros : 19.9, deuxième plus gros : 10.3) et 5.5 à 90 A MeV (plus gros : 13.1, deuxième plus gros : 7.6).

Nous venons donc de sélectionner les collisions les plus violentes à 32 A MeV comme nous l'avons déjà fait à 52 et 90 A MeV. Le chapitre suivant est consacré à l'analyse détaillée des réactions sélectionnées pour ces trois énergies, car nous voyons d'ores et déjà que plusieurs mécanismes de fragmentation peuvent être invoqués à ce stade de l'analyse.

## D Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons établi une nouvelle méthode de sélection des données basée sur une analyse multidimensionnelle des données. L'Analyse en Composantes Principales a été choisie car elle n'utilise que les données issues du multidétecteur. Nous

### Multiplicités totales

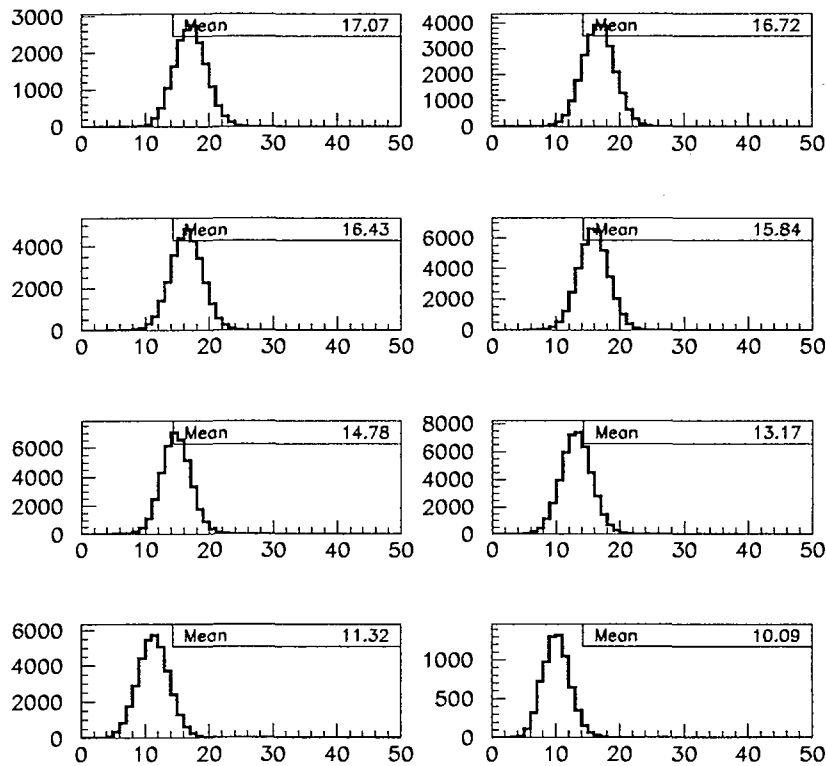


Figure IV.31: *Evolution des multiplicités totales en fonction de la géodésique  $g$  pour Ni + Au à 32 A MeV.*

ne faisons intervenir à aucun moment des modèles pour isoler des réactions. De plus, le choix de variables calculées événement par événement (multiplicité, charge totale détectée..) nous permet de conserver toutes les corrélations initiales à l'intérieur même de l'événement et nous obtenons alors une forte sélectivité des données. Cette procédure a tout d'abord été motivée par le manque d'informations que nous avons dans les données relatives au système Ni + Au que nous voulions analyser. Ainsi nous n'avons pas besoin d'effectuer de présélection en détection des données (coupure en complétude). L'A.C.P. permet de sélectionner directement les événements contenant suffisamment d'informations pour être analysés.

Nous avons tout d'abord utilisé cette méthode sur le système Xe + Sn à 50 A MeV qui nous a servi de système test. Les résultats que nous avons obtenus sont compatibles avec ceux qui avaient été obtenus avec d'autres sélections (complétude à 80% et coupure en angle de flot supérieur à  $60^\circ$ ). De plus, cette méthode permet d'obtenir un groupe d'événements homogènes avec une statistique plus grande que précédemment. Cette étude

	1ère tranche	2ième tranche	3ième tranche
<i>Multiplicité PLC</i>	14.7	11.4	7.2
<i>Multiplicité IMFs</i>	2.8	3.8	3.3
<i>Z total</i>	65	46.5	38.3

TAB. IV.3 - Valeurs moyennes des multiplicités (PLC et IMFs) et de la charge totale détectée pour 3 tranches de la géodésique  $g$  : la première colonne correspond aux tranches les plus violentes, la seconde à une tranche intermédiaire et la dernière aux collisions les moins violentes.

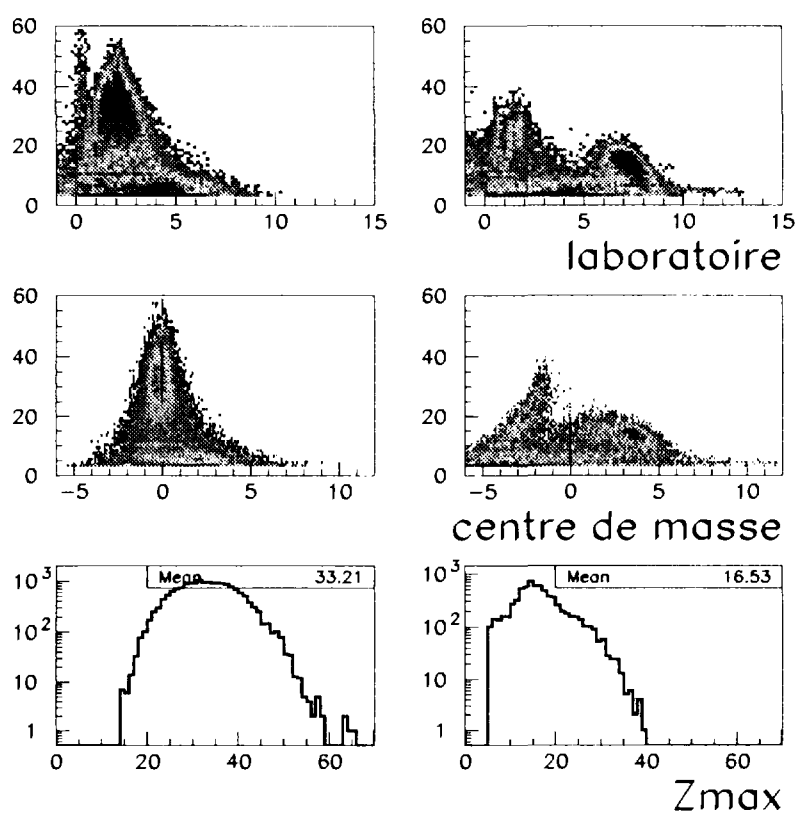


Figure IV.32: Corrélation charge - vitesse (cm/ns) dans le laboratoire et dans le centre de masse reconstitué ainsi que charge du plus gros fragment pour les réactions les plus violentes (colonne de gauche) et les moins violentes (colonne de droite), pour le système  $Ni + Au$  32 A MeV.

préalable nous a ainsi permis de tester notre méthode de sélection.

Nous avons alors appliqué cette procédure sur le système Ni + Au qui présente une asymétrie totalement différente du système précédent, ce qui entraîne des conditions de détection totalement modifiées. Là encore, nous avons pu sélectionner les réactions les plus violentes et les mieux détectées. De plus, nous avons pu effectuer ces sélections à différentes énergies de bombardement, de 32 à 90 AMeV et isoler pour chacune d'elles les réactions les plus violentes, c'est-à-dire celles pour lesquelles le dépôt en énergie est maximal. Il apparait que les mécanismes mis en jeu dans ces réactions semblent totalement différents.

Le chapitre suivant sera consacré à l'étude des lots d'événements que nous avons caractérisés ici.

*Analyse des collisions*  
*les plus violentes*

## Chapitre V

# Analyse des collisions les plus violentes

Nous avons, dans le chapitre précédent, isolé les réactions les plus violentes dans les réactions  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 32, 52 et 90 AMeV en utilisant une nouvelle méthode de sélection : l'Analyse en Composantes Principales. Ce chapitre est consacré à l'étude détaillée de ces 3 réactions où le dépôt en énergie est supposée maximal. Deux mécanismes de réaction seront mis en évidence puis nous extrairons des valeurs significatives de ces réactions (telles que des tailles de sources, énergies d'excitation atteintes) afin de pouvoir par la suite comparer nos données à des modèles théoriques.

### A Mise en évidence de deux mécanismes de désexcitation

Les corrélations de charge permettent de mettre en évidence la fragmentation d'un système nucléaire, c'est pourquoi nous commencerons notre étude en analysant les corrélations entre les charges des deux plus gros fragments de l'événement. Ces corrélations permettent en effet de distinguer deux types de réaction (figure V.1, zones 1 et 2). La figure V.2 présente les diagrammes de Dalitz, soit la corrélation entre les trois fragments de charge les plus élevées dans l'événement. Bien évidemment, cette figure apporte la même information que la figure V.1, mais souligne sans ambiguïté la présence de deux mécanismes que nous allons à présent détailler.

#### A.1 $\text{Ni} + \text{Au}$ à 52 AMeV

A 52 AMeV, graphe V.1 b, la corrélation entre les deux fragments les plus lourds présente distinctement deux zones délimitées par la courbe en pointillée. La première zone, appelée zone 1, située au-dessous de cette démarcation indique la présence d'un gros fragment (charge de l'ordre de 30) émis en coïncidence avec un fragment beaucoup plus léger

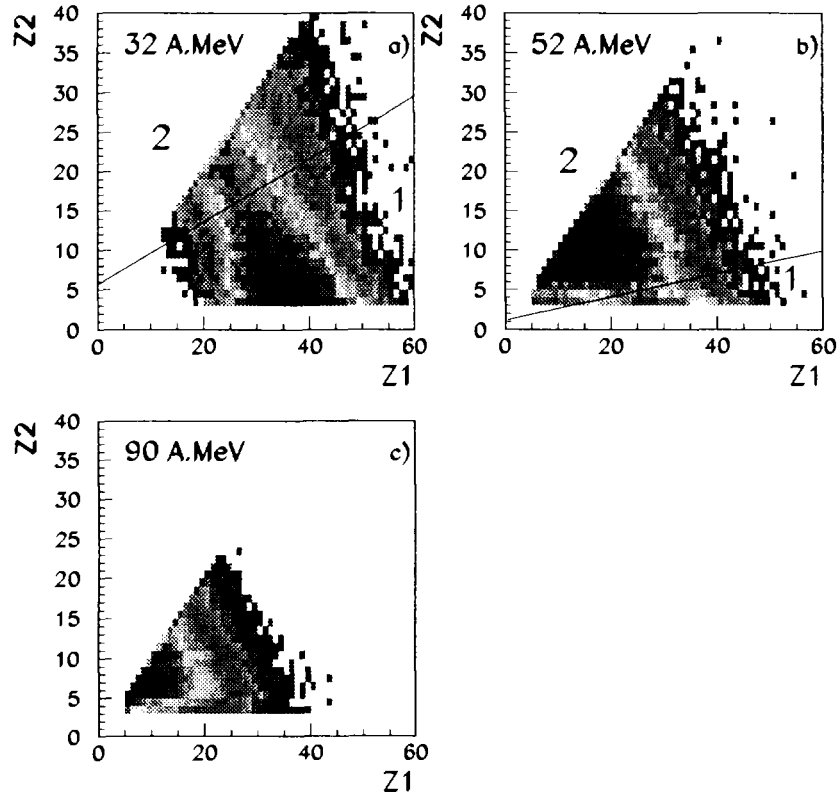


Figure V.1: *Corrélations entre les deux fragments les plus lourds détectés pour les collisions violentes des systèmes Ni + Au à 32 A.MeV (a), à 52 A.MeV (b) et à 90 A.MeV (c) :  $Z_1$  étant le fragment le plus gros et  $Z_2$  le deuxième plus gros.*

(charge de l'ordre de 4). Cette zone présente donc une forte asymétrie de taille des fragments. Une deuxième zone peut être mise en évidence, appelée par la suite zone 2, où les deux plus gros fragments émis ont des charges quasiment symétriques (différence d'environ 5 unités de charge). A 52 A.MeV, les événements de cette zone sont prépondérants comme nous allons le voir par la suite.

Afin de signer la présence de deux mécanismes différents comme semble l'indiquer cette première représentation, différentes observables sont présentées sur la figure V.3 pour les deux zones : le trait plein est relatif aux événements de la zone 1 (10% de la statistique à 52 A.MeV, soit une section efficace de l'ordre de 10 mbarns) et le trait pointillé à ceux de la zone 2 (90%, 110 mbarns de section efficace). La production de PLC est très importante et similaire dans les deux zones prédéterminées. Il en est de même pour leurs énergies transverses. Ces variables ne permettent effectivement pas de les distinguer et conforte l'hypothèse que tous ces événements (quelle que soit la zone) sont extrêmement violents.



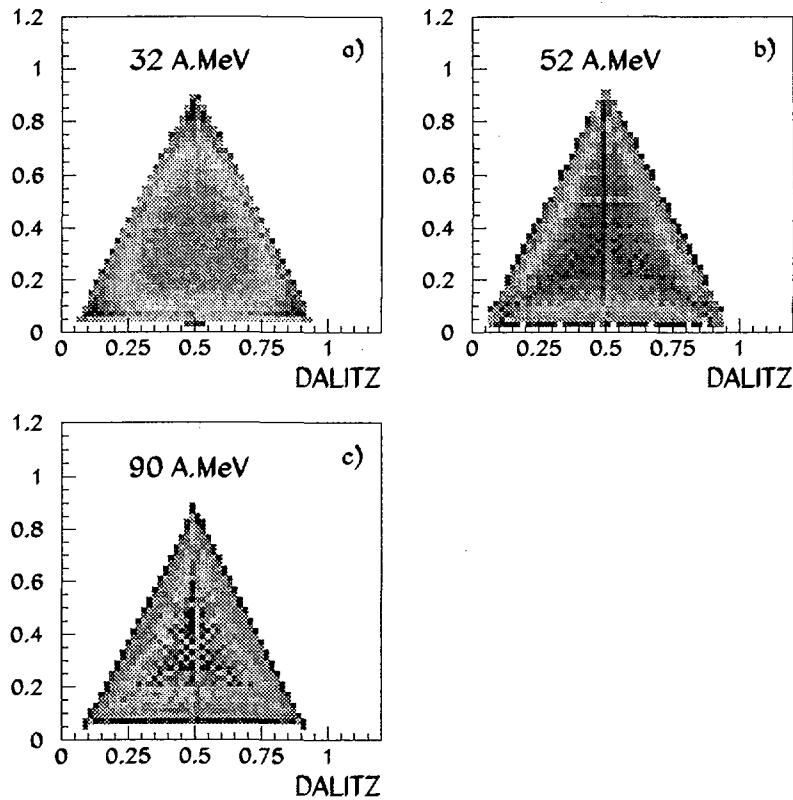


Figure V.2: *Diagramme de Dalitz pour les collisions violentes du système Ni + Au à 32 A.MeV (a), à 52 A.MeV (b) et à 90 A.MeV (c).*

Par contre, la production de fragments varie : en effet, non seulement comme nous venons de voir, les tailles des fragments diffèrent mais leur nombre évolue lui aussi. La zone 1 regroupe les réactions où peu de fragments sont produits (3.4) dont le plus lourd est conséquent. En effet, en moyenne, sa charge est quasiment égale à la charge totale collectée sous forme de F.M.I. ( $Z_{bound}$ ), soit 29.5 (ce que reflétait déjà la forte asymétrie de la corrélation des deux fragments les plus lourds). A l'inverse dans la zone 2, la production de F.M.I. relativement importante (5.4 en moyenne) est associée à une valeur de  $Z_{bound}$  plus élevée, 35.5 en moyenne (la charge moyenne du fragment le plus lourd est de environ 19). Les charges totales détectées sont quasiment identiques pour les deux zones.

La fragmentation du système nucléaire est donc totalement différente dans les deux zones que nous venons de déterminer, toutes ces réactions étant par ailleurs très dissipatives. Nous analyserons ces différents processus de désintégration dans les paragraphes B et C.

## Ni + Au 52 A.MeV

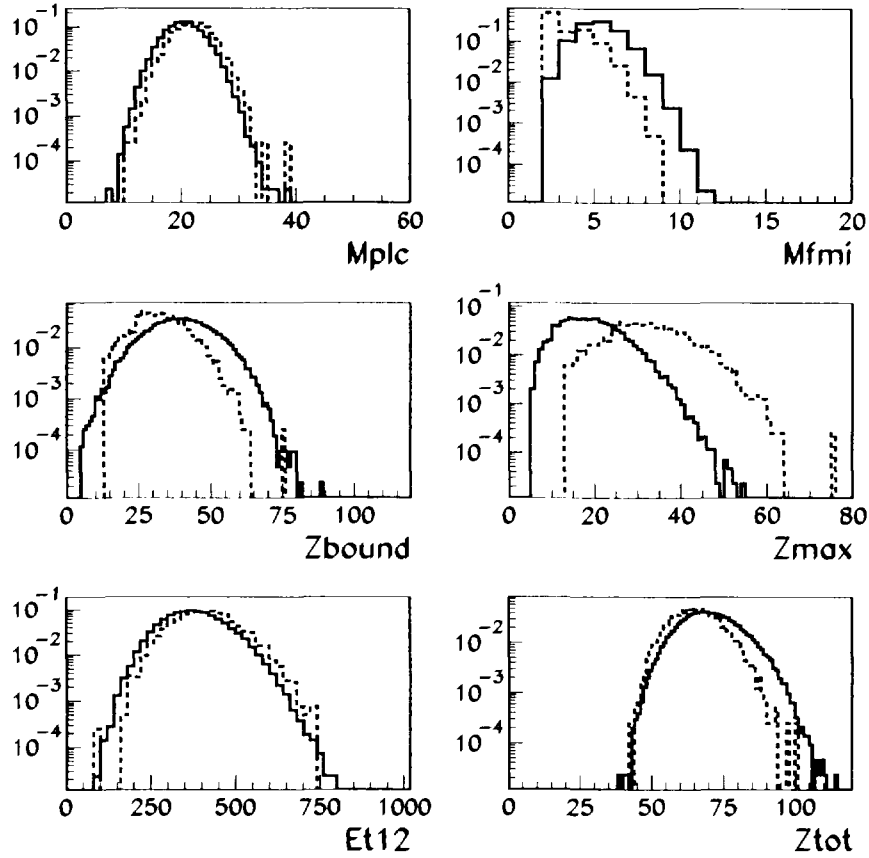


Figure V.3: *Multiplicités de particules légères chargées (P.L.C.), de fragments de charge supérieure à 3 (IMF), charge totale détectée sous forme de IMF ( $Z_{\text{bound}}$ ), charge du fragment le plus lourd, énergie transverse et charge totale détectée pour les collisions violentes Ni + Au à 52 A.MeV. Les courbes en trait plein représentent les événements de la zone 2 et les courbes en pointillé ceux de la zone 1 définies sur la figure V.1b. Les courbes sont normalisées à l'unité.*

A présent, intéressons-nous aux réactions produites à 32 A.MeV.

## A.2 Ni + Au à 32 A.MeV

A 32 A.MeV, figure V.1 a, la corrélation entre les charges des deux fragments les plus lourds indique en majorité qu'un fragment lourd, charge de l'ordre de 35 est émis en coïncidence avec un fragment léger, charge de l'ordre de 10 (je rappelle qu'en moyenne 2.8 IMFs sont émis par événement pour ce système, chapitre IV). Ces événements présentent les mêmes caractéristiques que ceux de la zone 1 (80%, 55 mbarns de section efficace),

précédemment définie à 52 A.MeV. Nous pouvons cependant deviner qu'une deuxième zone se dessine et qui se rapprocherait de la zone 2 à 52 A.MeV (20%, 15 mbarns de section efficace). Il est cependant plus difficile de délimiter clairement une séparation entre ces deux zones. Une coupure (arbitraire) a été cependant effectuée afin de juger de la pertinence de l'existence de cette seconde zone (ligne pointillé sur la figure V.1).

### Ni + Au 32 A.MeV

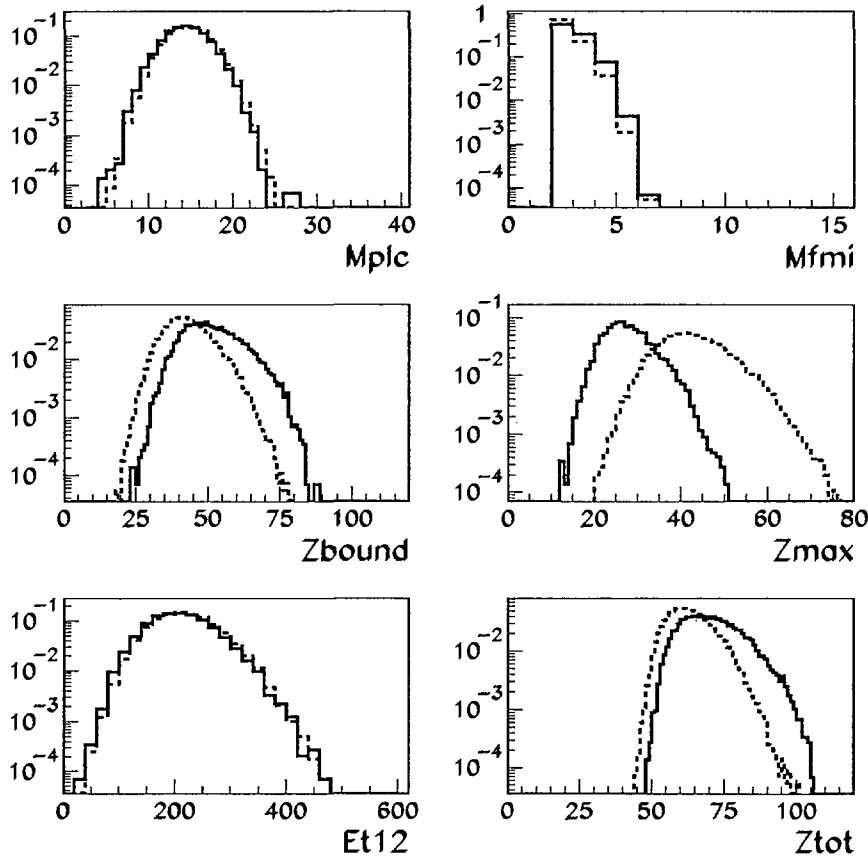


Figure V.4: Multiplicités de particules légères chargées (P.L.C.), de fragments de masse supérieure à 3 (F.M.I.), charge totale détectée sous forme de F.M.I., charge du fragment le plus lourd, énergie transverse des PLC et charge totale détectée pour les collisions violentes du système Ni + Au à 32 A.MeV. Les courbes en trait plein représentent les événements de la zone 2 et les courbes en pointillé ceux de la zone 1 définies sur la figure V.1a. Les courbes sont normalisées à l'unité.

Les multiplicités des PLC, présentées sur la figure V.4, indiquent une similitude du point de vue de la violence de la collision, en moyenne 14.5, tout comme les énergies transverses. La production de fragments de masse intermédiaire est relativement faible dans les

deux cas, en effet seulement 2.8 à 3 IMF sont mis par événement; la définition même de la multifragmentation atteint ici ses limites. On peut remarquer que le degré d'asymétrie n'est pas une conséquence du degré de fragmentation. En effet, ici (à 32 AMeV) la multiplicité de fragments est identique pour les deux asymétries des charges les plus élevées alors qu'à 52 AMeV (figure V.3) les multiplicités de fragments sont différentes. La charge totale détectée sous forme de fragments de charge  $\geq 3$ ,  $Z_{bound}$ , est de l'ordre de 42 pour la production asymétrique, associée à un  $Z_{max}$  de 34.6 alors qu'elle est de 50.8 et d'un  $Z_{max}$  de 27.7 pour l'autre. Les charges totales détectées sont quasiment identiques. Il est cependant difficile d'exploiter cette zone compte tenu de la difficulté pour la mettre clairement en évidence.

C'est pourquoi, bien que nous puissions être en présence d'un second mécanisme de réaction, nous ne travaillerons par la suite que sur les événements de la zone 1 (fragmentation asymétrique). Cependant, il faudra garder en mémoire que cette coexistence de deux mécanismes apparaît dès 32 AMeV.

En ce qui concerne les réactions de la zone 1 de la figure V.1a, nous pouvons d'ores et déjà relever que ces réactions sont beaucoup moins dissipatives que celles semblables à 52 AMeV (zone 1 de la figure V.1b), ce qui est logique compte tenu de l'énergie disponible dans chacune de ces réactions. Cependant si les P.L.C. sont beaucoup plus nombreuses à 52 AMeV qu'à 32 AMeV (+ 50%), la différence de production de F.M.I. entre les deux énergies n'est pas aussi nette (+20%).

Le mécanisme isolé à ce stade de l'étude pour ces deux énergies, semblent être proche d'un mécanisme de type basse énergie. Compte tenu des observations précédentes, nous pouvons supposer que ce mécanisme est, soit un processus d'évaporation dont le résidu serait détecté, soit un processus de fission où seul un des deux fragments de fission serait détecté. Une étude plus approfondie sera menée dans le paragraphe B.

### A.3 Ni + Au à 90 AMeV

La corrélation entre les charges des deux plus gros fragments à 90 AMeV, figure V.1 c, n'indique plus qu'une émission en coïncidence de deux fragments de taille quasiment symétrique. Nous sommes alors dans un régime de désexcitation proche de celui mis en évidence à 52 AMeV pour la zone 2. Il n'existe quasiment plus de réactions pour les collisions les plus violentes, zone 1, où un gros fragment est émis avec un ou deux fragments légers, ou alors si ces réactions se produisent à 90 AMeV, elles ne font plus partie des collisions les plus violentes. Les réactions présentent des caractéristiques similaires à celles observées à 52 AMeV et sont illustrées sur la figure V.5. La production de PLC est évidemment plus importante qu'à 52 AMeV puisque le dépôt en énergie est sans doute plus conséquent. Néanmoins, malgré cette dernière remarque, la quantité de F.M.I. produits semble saturer. En effet, il n'y a plus d'évolution en nombre. Cependant le dépôt en énergie influe sur les

## Ni + Au 90 A.MeV

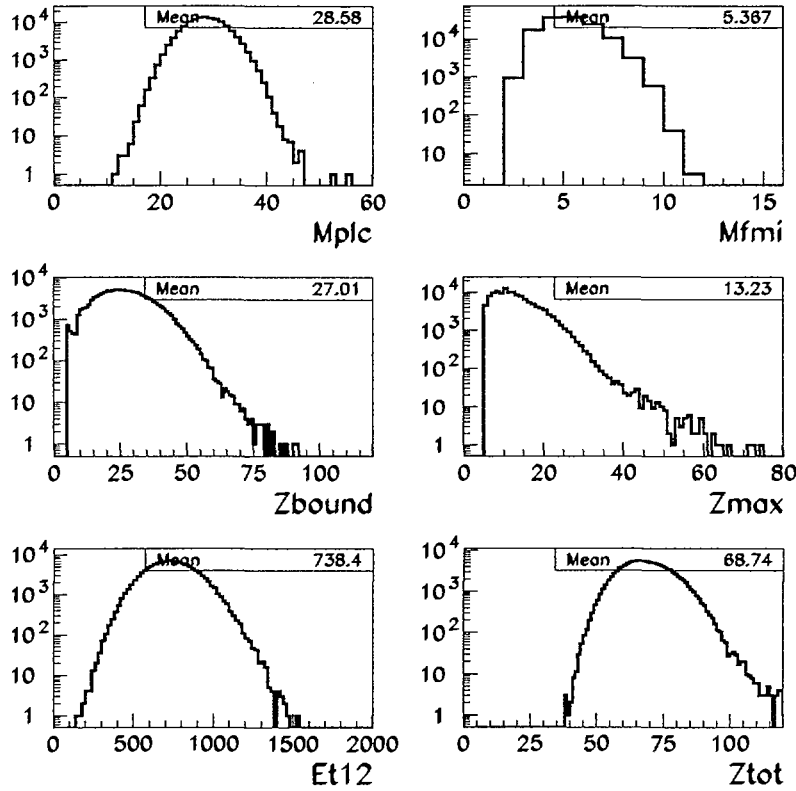


Figure V.5: Multiplicités de particules légères chargées (P.L.C.), de fragments de masse supérieure à 3 (F.M.I.), charge totale détectée sous forme de F.M.I., charge du fragment le plus lourd, énergie transverse des particules légères et charge totale détectée pour les collisions violentes Ni + Au à 90 A.MeV.

tailles des fragments qui sont alors plus petites. De faibles  $Z_{bound}$  sont présents dans les collisions sélectionnées tout comme à 52 A.MeV. La multiplicité des PLC est de 29, celle des F.M.I. de 5.3, la charge du fragment le plus lourd ( $Z_{max}$ ) est d'environ 13 pour ces réactions. L'énergie transverse des P.L.C. est élevée (de l'ordre de 740 MeV). Nous sommes donc en présence de collisions violentes où soit le fragment le plus lourd n'a pas été détecté (je rappelle que la charge totale moyenne détectée est égale à 60), ce qui est peu probable au vu des multiplicités de PLC atteintes ici, soit la fragmentation du système conduit à la production de fragments de faibles charges que le dispositif expérimental n'aurait pas permis de détecter (au moins 2 fragments), cela semble être le cas compte tenu de la faible valeur du  $Z_{bound}$ .

Nous expliciterons plus en détail ces caractéristiques dans le paragraphe C.

## A.4 Conclusions

Nous venons de mettre en évidence deux types de réactions pour les collisions les plus violentes du système Ni + Au entre 32 et 90 AMeV.

Tout d'abord, nous sommes en présence d'un mécanisme qui se rapproche d'un mécanisme de basse énergie (zone 1) : soit résidu-évaporation soit fission. En effet, dans les deux cas, une partie non négligeable de l'information manque et peut se présenter soit sous la forme d'un fragment de fission (nous n'en avons détecté qu'un seul dans ce cas), soit sous la forme de plusieurs IMFs. Dans le dernier cas, le plus gros fragment détecté serait le résidu d'évaporation de la cible. Ce mécanisme prépondérant à 32 AMeV est beaucoup plus marginal à 52 AMeV et inexistant à 90 AMeV (du moins pour les collisions les plus violentes sélectionnées à l'aide de l'A.C.P.).

L'autre mécanisme (zone 2 fragmentation plus symétrique) présente une plus forte production d'IMFs pour les collisions les plus violentes et pour les 3 énergies incidentes étudiées. Cependant, comme nous l'avons déjà signalé, il est difficilement mis en évidence à 32 AMeV et nous ne l'étudierons donc pas, mais la coexistence des deux mécanismes est bien présente dès cette énergie.

La multiplicité de P.L.C. croît entre 52 et 90 AMeV, alors que celle des F.M.I. sature. Ces collisions, où de fortes multiplicités de PLC sont atteintes, sont très violentes. Ces réactions font intervenir un mécanisme à plus haute énergie d'excitation (multifragmentation), mécanisme prépondérant à 52 AMeV et quasi-unique à 90 AMeV. Le système subit alors une fragmentation importante qui reste à caractériser.

## B Mode de désexcitation entre 32 AMeV et 52 AMeV

Comme nous venons de le voir, nous pouvons différencier deux types de mécanismes. Nous nous intéresserons exclusivement dans ce paragraphe à celui que nous rencontrons pour les énergies les moins élevées, soit à 32 et 52 AMeV (zone 1 de la figure V.1).

Nous commencerons, tout d'abord, par étudier la désexcitation du système pour en comprendre le mécanisme puis nous estimerons la composante de pré-équilibre avant d'extraire des quantités plus fondamentales, telle que l'énergie d'excitation ou la taille de la source qui fragmente.

### B.1 Mécanisme de désexcitation

#### B.1.1 Distribution de charge

La figure V.6 représente les distributions de charge du système Ni + Au à 32 (trait plein) et à 52 AMeV (trait pointillé) respectivement. Sur la distribution à 52 AMeV, ap-

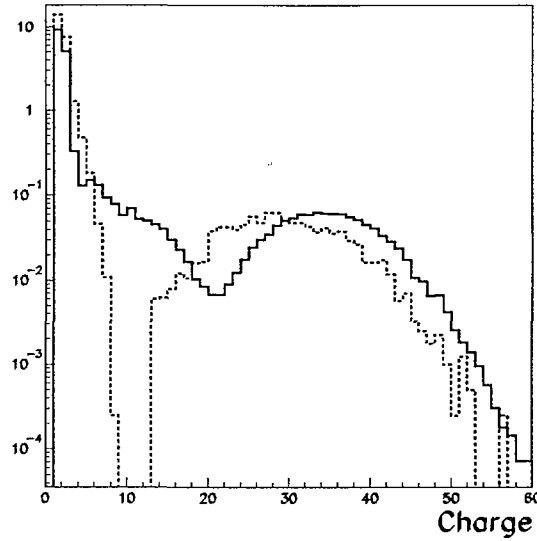


Figure V.6: *Distribution de charge pour Ni + Au à 32 AMeV en trait plein et à 52 AMeV en trait pointillé.*

paraît une coupure brutale aux alentours de  $Z=10$  qui est simplement due à la coupure que nous effectuons pour séparer les deux zones dans la figure V.1 (b). En effet, on interdit d'avoir un deuxième fragment de charge supérieure à 10. Sur la distribution à 32 AMeV, une coupure similaire apparaît aux alentours des charges égales à 20 pour les mêmes raisons. S'il est donc difficile d'exploiter ces distributions dans leur intégralité, nous pouvons néanmoins exploiter leurs deux parties extrêmes.

En ce qui concerne l'extension des distributions de charge, elle diminue légèrement sur la gamme en énergie étudiée de 32 à 52 AMeV.

### B.1.2 Distribution de charge dans le centre de masse

Je rappelle que nous déterminons le centre de masse à partir des fragments de charge supérieure ou égale à 4, événement par événement. Les distributions de charge sont représentées par domaine angulaire correspondant à des angles solides équivalents dans le centre de masse prédéfini, figures V.7 et V.8, ce qui permet d'apprécier l'isotropie d'émission d'un ensemble d'événements. En effet, ici, ce sont les distributions de tous les événements sélectionnés qui sont représentées (l'isotropie d'un événement n'a en effet aucun sens).

Sur les courbes de la figure V.6, le fragment le plus lourd a un rôle prépondérant sur la distribution de charge. En effet, le centre de masse étant calculé à partir des fragments dont le nombre est très faible (de l'ordre de 3), l'influence du fragment le plus lourd est donc particulièrement forte. Nous représenterons donc les distributions de charge en le retirant.

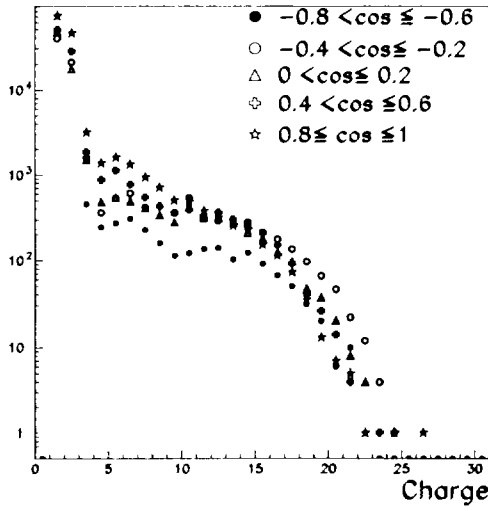


Figure V.7: Distributions de charge pour le système Ni + Au à 32 AMeV (zone 1 définie sur la figure V.1) par domaine angulaire dans le centre de masse (sans le fragment le plus lourd).

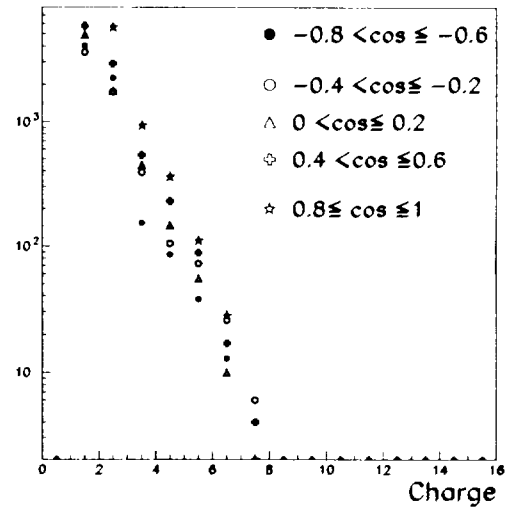


Figure V.8: Distributions de charge pour le système Ni + Au à 52 AMeV la zone 1 définie sur la figure V.1) par domaine angulaire dans le centre de masse (sans le fragment le plus lourd).

Les distributions des angles les plus à l'arrière sont fortement biaisées par les seuils du multidétecteur, c'est pourquoi nous commencerons la superposition à partir du domaine angulaire  $\theta_{cm} < 125^\circ$  (cosinus  $> -0.8$ ) dans le centre de masse. Pour plus clarté, une distribution sur deux est présentée. Les courbes ainsi obtenues figures V.7 et V.8 ne se superposent pas complètement. Leurs formes sont globalement identiques bien que pour les angles les plus à l'arrière les distributions soient fortement affectées par les seuils. De plus les productions de P.L.C. et fragments légers pour les angles à l'avant (les deux premières tranches) sont plus importantes que dans les autres domaines angulaires. Les extensions des distributions de charge sont relativement identiques sur tout le domaine angulaire (je rappelle que le fragment le plus lourd a été supprimé).

Nous pouvons conclure ici que nous sommes en présence d'une émission quasi isotrope sur tout l'espace avec cependant une production plus importante de particules et fragments légers ( $Z < 6$ ) aux angles avant. Les distributions énergétiques des particules et fragments vont nous permettre d'approfondir cette affirmation.

### B.1.3 Spectres d'énergie cinétique dans le centre de masse

Les spectres d'énergie cinétique dans le centre de masse sont représentés pour les mêmes domaines angulaires sur les figures V.9 et V.10.

Afin d'alléger la présentation, nous avons choisi les spectres de quelques éléments, les



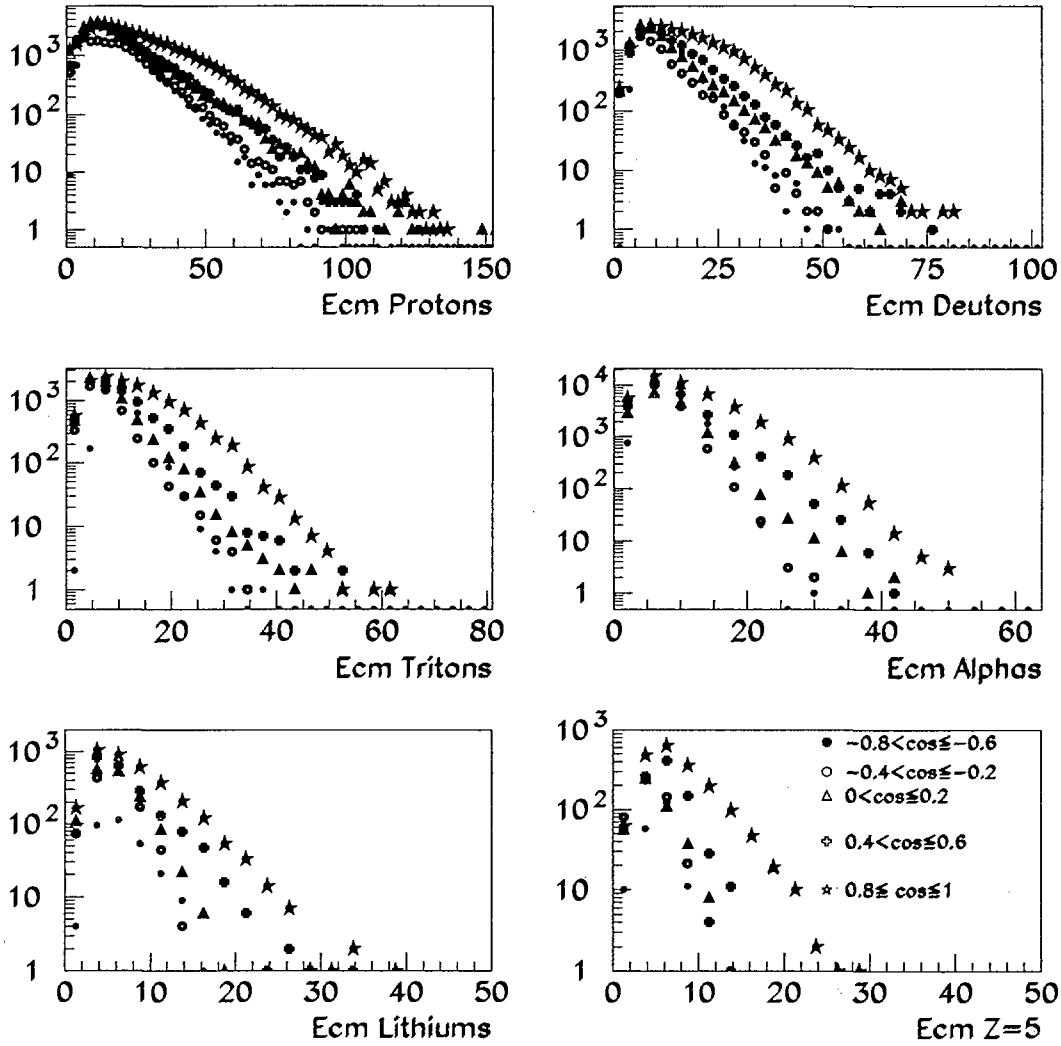


Figure V.9: Superposition des spectres d'énergie (AMEV) (pour le système Ni + Au à 32 AMeV (zone 1 définie sur la figure V.3) par domaine angulaire dans le centre de masse pour les protons, les deutons, les tritons, les alphas, les Lithiums et les Z=5 respectivement.

résultats de ceux non présentés seront juste mentionnés. De plus, le mécanisme étant prépondérant à 32 AMeV, pour des raisons de statistique, seule cette énergie sera commentée, les spectres à 52 AMeV conduisant globalement aux mêmes conclusions

Quelle que soit la particule considérée, nous n'obtenons pas une superposition des spectres dans les différents domaines angulaires considérés, ce qui signerait une émission

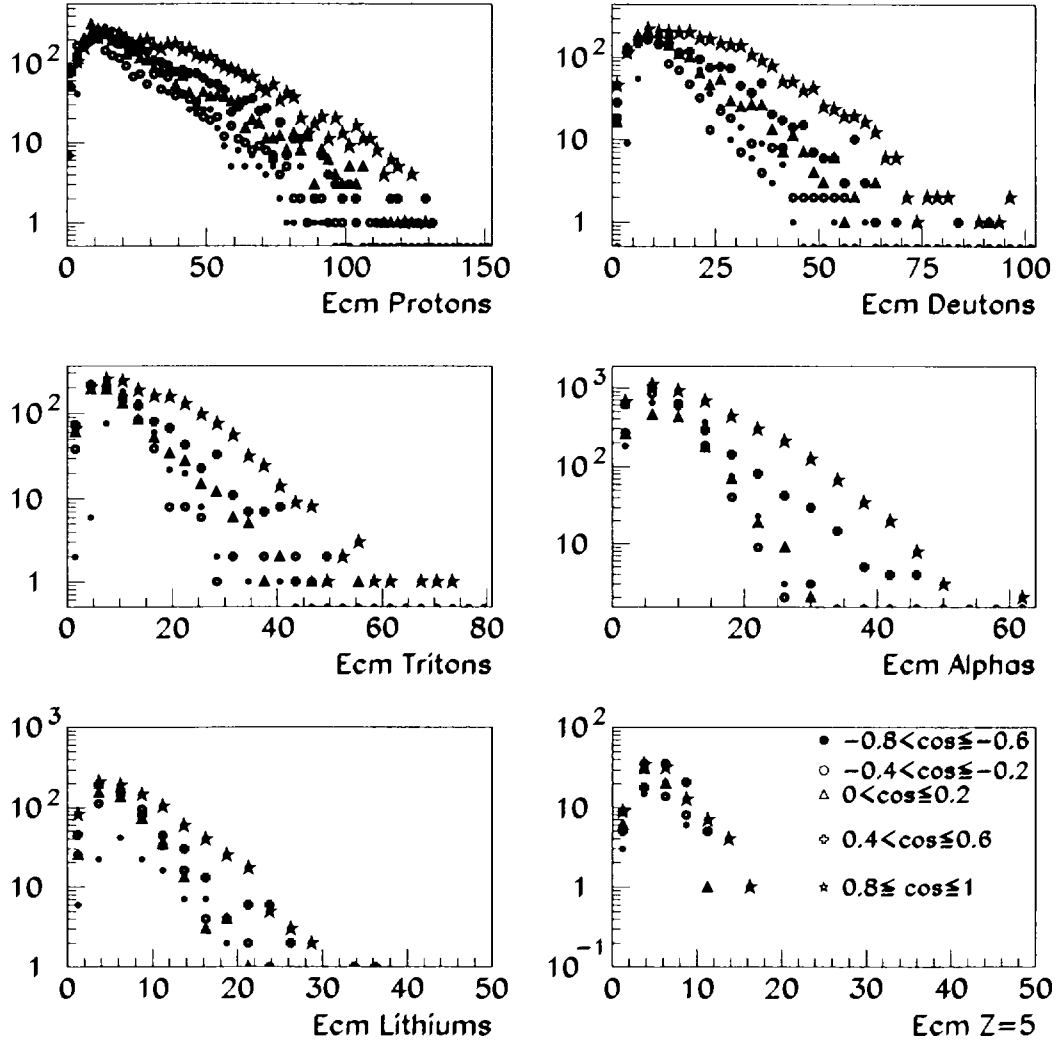


Figure V.10: Superposition des spectres d'énergie pour le système  $Ni + Au$  à 52 AMeV la zone 1 définie sur la figure V.3 par domaine angulaire dans le centre de masse pour les protons, les deutons, les tritons, les alphas, les lithiums et les  $Z=5$ .

isotrope. En effet, une forte production associée à des extensions importantes apparaît pour toutes les espèces présentées dans le domaine des angles avant. En ce qui concerne les autres domaines angulaires ( $\cos(\theta_{cm}) \leq 0$ ), on note une similitude dans les distributions. Nous pouvons donc supposer que nous sommes en présence d'un processus de désintégration émettant isotropiquement auquel se superpose une émission de particules d'énergie plus importante située aux angles avant du centre de masse, ce que nous appellerons émis-

sion hors équilibre et qui a été observé à maintes reprises sur ce type de système [LOPEZ93].

Cependant, le paragraphe précédent concernant les distributions de charge ne conduisait pas nettement à cette conclusion et nous pouvons donc douter de la validité de la reconstruction du centre de masse. En effet, l'influence du centre de masse est prépondérante sur les spectres en énergie cinétique. D'autres procédures pour déterminer la vitesse d'entraînement peuvent être envisagées et c'est ce que nous allons aborder maintenant.

#### B.1.4 Influence du calcul de la vitesse d'entraînement de la source

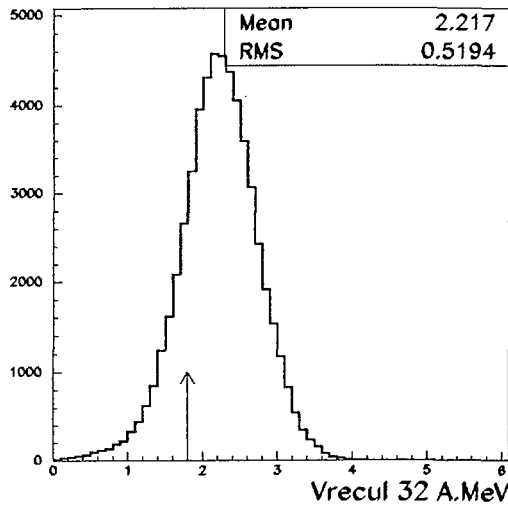


Figure V.11: *Vitesse de recul (cm/ns) calculée à partir des charges supérieures ou égale à 4 à 32 A.MeV. La flèche représente la valeur du centre de masse de la réaction*

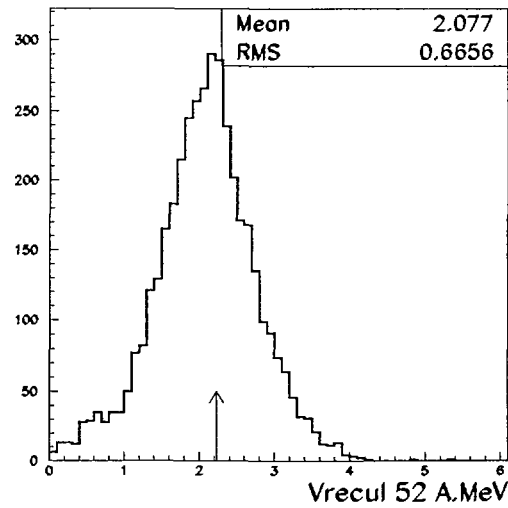


Figure V.12: *Vitesse de recul (cm/ns) calculée à partir des charges supérieures ou égale à 4 à 52 A.MeV. La flèche représente la valeur du centre de masse de la réaction.*

Les figures V.11 et V.12 présentent les distributions de vitesses de recul calculées événement par événement et qui ont été utilisées jusqu'à ce stade de l'étude. Tout d'abord, les largeurs associées sont très importantes ce qui introduit de fortes fluctuations événement par événement dans les divers calculs effectués à partir de cette valeur. De plus, la valeur à 32 A.MeV est supérieure à celle obtenue à 52 A.MeV, ce qui peut paraître surprenant. Ceci peut s'expliquer par le fait que moins de fragments sont produits à 32 A.MeV (2.8) qu'à 52 A.MeV (3.4). La vitesse calculée à 32 A.MeV est alors essentiellement celle du plus gros fragment, alors qu'à 52 A.MeV la vitesse du plus gros fragment a un rôle moins crucial. D'ailleurs à 32 A.MeV, la vitesse calculée est supérieure de 25% à celle du centre de masse théorique, (flèche sur les figures), ce qui indiquerait que cette valeur est très certainement surestimée et que nous avons perdu systématiquement un (ou plusieurs) fragment émis à

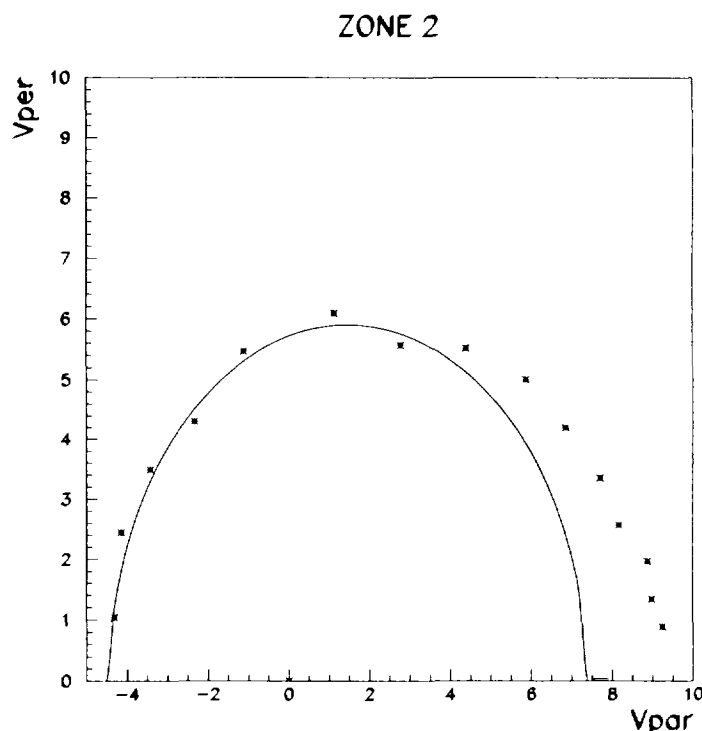


Figure V.13: *Vitesse perpendiculaire moyenne en fonction de la vitesse parallèle moyenne dans la laboratoire des protons à 32 AMeV de la zone 1. Le cercle correspond au meilleur ajustement obtenu.*

l'arrière du centre de masse.

Nous avons alors testé différentes hypothèses quant à la valeur de la vitesse d'entraînement de la source. Pour chaque énergie de bombardement, trois autres valeurs ont été choisies : la valeur théorique dans le cadre d'un mécanisme de fusion complète (centre de masse de la réaction), les valeurs moyennes données par les figures V.11 et V.12 (bien qu'à 32 AMeV, comme nous venons de le voir, cette valeur soit élevée) et une troisième valeur déterminée à partir des spectres d'énergie cinétique des protons. Ce dernier calcul est effectué sur la totalité des événements considérés. Nous déterminons la valeur moyenne des vitesses parallèles et perpendiculaires à partir des énergies moyennes en fonction de l'angle d'émission dans le laboratoire (angle moyen par couronne). Nous obtenons alors le spectre V.13. Si les protons sont émis de manière isotrope par une source définie, ceux-ci doivent se répartir sur un cercle d'émission centré sur la vitesse du centre de masse du système. Une émission hors équilibre à l'avant déforme alors ce cercle. Sur la figure obtenue à 52 AMeV, nous pouvons ajuster un cercle centré à 1.75 cm/ns (1.45 cm/ns à 32 AMeV) avec une émission hors équilibre à l'avant. Nous obtenons alors une vitesse du centre de masse totalement décorrélée de celle obtenue à partir des fragments. Nous avons effectué cette détermination à partir des protons car nous avons là une statistique suffisamment importante.

## Ni + Au 32 A.MeV

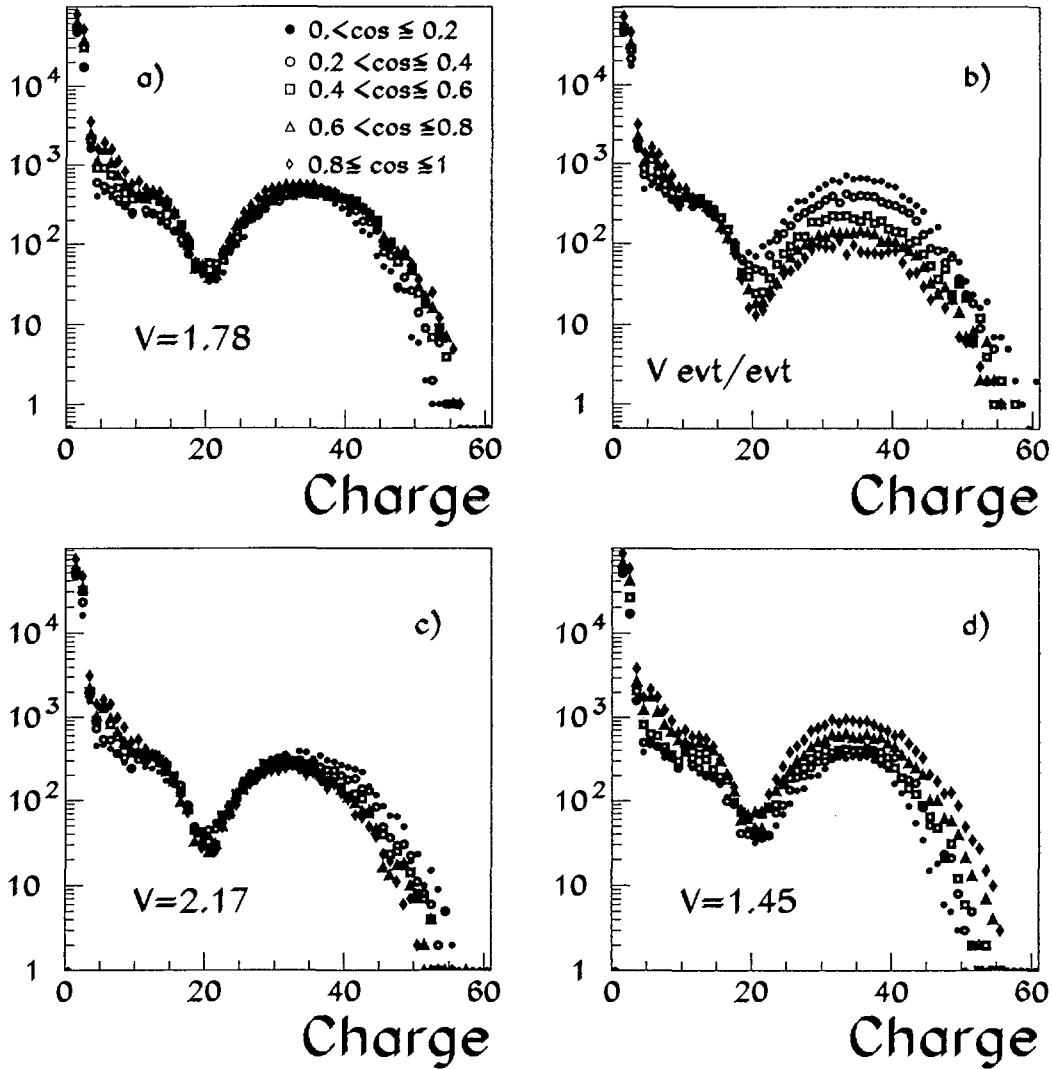


Figure V.14: Superposition des distributions de charge par domaine angulaire dans le centre de masse déterminé de 4 façons différentes : valeur théorique a), valeur calculée à partir des fragments événement par événement b), valeur moyenne calculée à partir des fragments c) et valeur calculée à partir des protons d) à 32 A.MeV.

Nous avons repris l'étude précédente concernant les distributions de charge et les spectres en énergie dans les différents domaines angulaires et dans le nouveau centre de masse. Afin de s'affranchir totalement des seuils de détection, nous avons choisi de présenter tous les domaines angulaires à l'avant du centre de masse et ce pour les valeurs précitées.

## Ni + Au 52 A.MeV

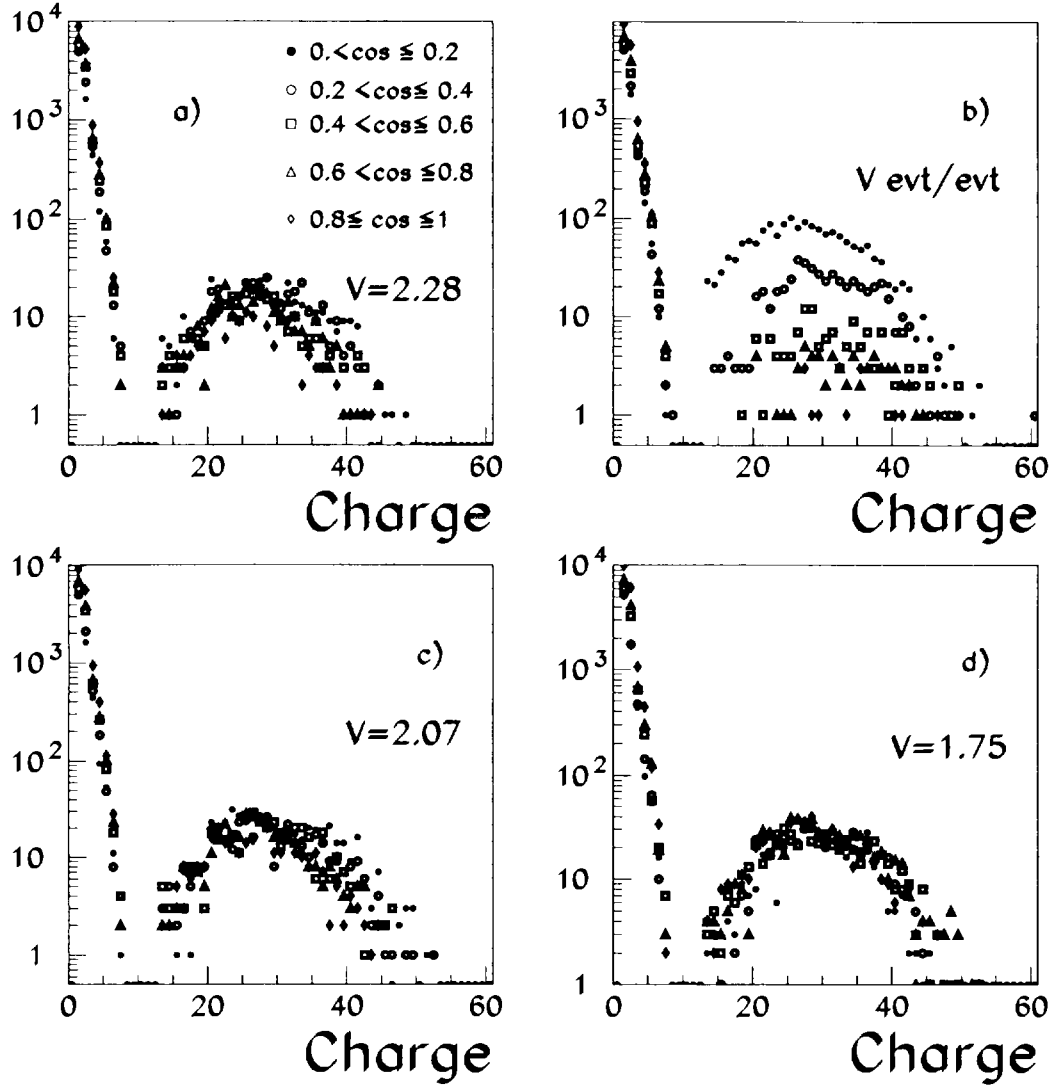


Figure V.15: Superposition des distributions de charge par domaine angulaire dans le centre de masse déterminé de 4 façons différentes : valeur théorique a), valeur calculée à partir des fragments événement par événement b), valeur moyenne calculée à partir des fragments c) et valeur calculée à partir des protons d) à 52 A.MeV.

Cette fois, il n'y a plus de raison de ne pas inclure le fragment le plus lourd pour les représentations calculées à partir de la vitesse théorique ou à partir des protons. C'est pourquoi afin d'effectuer des comparaisons entre tous les cas envisagés, le plus gros fragment a été réintroduit dans tous les spectres en charge. La figure V.14 présente les distributions de

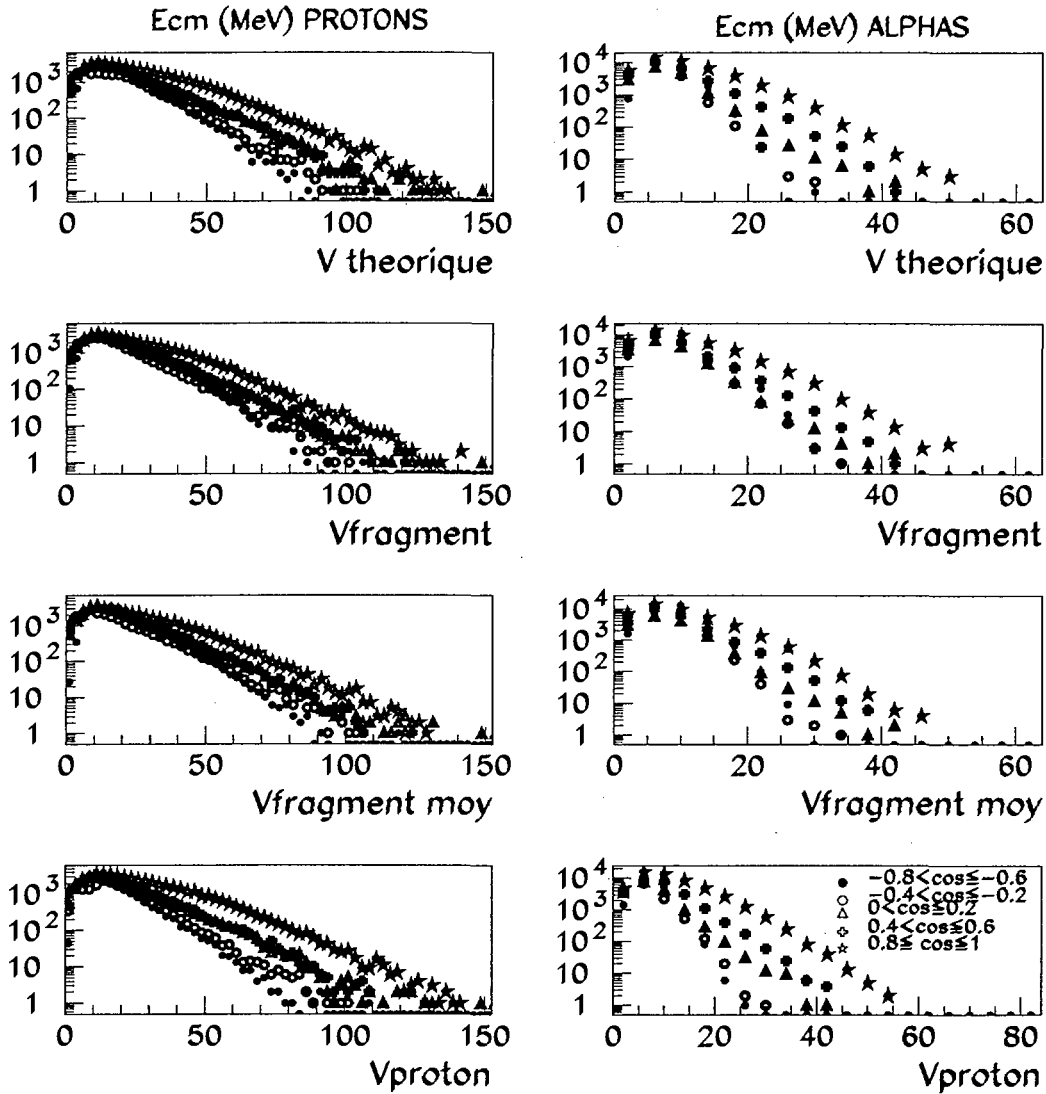


Figure V.16: Superposition des spectres en énergie cinétique centre de masse des protons (colonne de gauche) et des alphas (colonne de droite) par domaine angulaire dans le centre de masse déterminé de 4 façons différentes à 32 AMeV : valeur du centre de masse théorique (en haut), valeur calculée à partir des fragments événement par événement (2<sup>e</sup> rangée), valeur moyenne calculée à partir des fragments (3<sup>e</sup> rangée) et valeur calculée à partir des spectres de protons (en bas).

charge dans les 4 référentiels associés aux 4 valeurs du centre de masse. Les distributions (b) et (c) sont calculées à partir de la vitesse obtenue par les fragments (événement par événement) ou en valeur moyenne respectivement. Nous pouvons voir que les fluctuations

dues à la détermination du centre de masse événement par événement affectent fortement les distributions de charge. La valeur moyenne est certainement (comme nous l'avons déjà vu) trop élevée; en effet, les distributions à  $90^\circ$  ont des extensions plus importantes qu'à  $0^\circ$  (figure V.14c). A l'inverse la valeur obtenue à partir des protons semble un peu trop faible et ne permet pas non plus une superposition absolue (figure V.14d). La valeur théorique permet une superposition des spectres pour les fragments les plus lourds (figure V.14a). Cependant nous avons toujours une population plus importante des particules légères et fragments légers ( $Z < 20$ ) pour les angles avant. A 52 AMeV, la figure V.15 conduit aux mêmes conclusions. Les distributions en énergie centre de masse sont relativement identiques dans les 4 cas, comme le montre la figure V.16 où sont représentées uniquement les protons et les alphas pour chaque valeur du centre de masse. A 52 AMeV, ce sont les distributions de charge obtenues avec le calcul du centre de masse des protons qui se superposent le mieux. En ce qui concerne les spectres en énergie, comme à 32 AMeV, les distributions sont relativement semblables.

Au vu de cette étude, il est clair qu'une incertitude non négligeable existe sur la détermination du centre de masse. Nous ne pouvons malheureusement pas le déterminer de manière exacte et non ambiguë en raison des effets systématiques de détection. Ce paragraphe avait pour but de délimiter le domaine de variation de la valeur du centre de masse, d'essayer d'en évaluer les effets mais ne permet pas de trancher quant à sa valeur probable. Nous allons à présent évaluer le pré-équilibre que nous avons déjà pu mettre en évidence pour ces différents cas.

## B.2 Evaluation du pré-équilibre

Afin d'évaluer l'émission hors équilibre lors de la réaction, c'est-à-dire les émissions de particules et de fragments ayant lieu dès les premiers instants de la collision, nous pouvons utiliser les observables précédentes. On peut raisonnablement penser que si des émissions hors équilibre ont lieu, celles-ci se produisent dans des directions proches de l'axe du faisceau (ce que nous avons vu dans les paragraphes précédents), il en est de même dans le cas d'émission de particules issues de rémanents des deux partenaires, comme cela a déjà été montré dans d'autres systèmes [SALOU97], [COLIN98].

Concrètement, on soustrait les distributions angulaires pour des angles inférieurs à  $60^\circ$  ( $\cos(\theta_{cm}) > 0.5$ ) à celles obtenues entre  $75$  et  $105^\circ$ , pour lesquelles on fait l'hypothèse qu'il n'y a pas d'émission de pré-équilibre (figure V.17). On définit ainsi les énergies moyennes de production pour les particules de pré-équilibre. Ce travail est effectué pour les 4 valeurs de la vitesse d'entraînement déterminées auparavant. Afin d'illustrer les résultats qui suivront, nous avons indiqué, dans le tableau V.1, les énergies moyennes par espèce, le rapport de particules de pré-équilibre émises à l'avant par rapport à l'ensemble des particules émises à l'avant ainsi que le nombre moyen de particules émises hors équilibre par événement (à 32 AMeV) pour le centre de masse théorique. On notera le taux important de particules de pré-équilibre pour les espèces les plus lourdes (notamment He(6), Be(9/10)



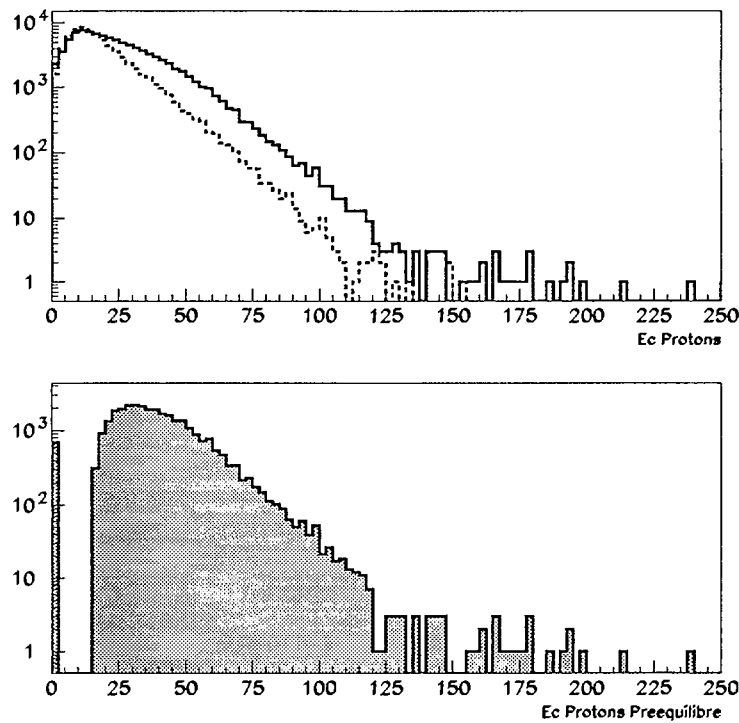


Figure V.17: *Distribution en énergie des protons pour tous les angles inférieurs à  $60^\circ$  (courbe en trait plein), pour les angles compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  (courbe en pointillé) en haut et spectre d'émission hors équilibre en bas à 52 AMeV, résultat de la soustraction des deux spectres.*

et B). Cependant, il est difficile d'évaluer le pré-équilibre pour les espèces plus lourdes que le Bore car les seuils de détection jouent alors un rôle crucial. En effet, des fragments de faible énergie passant les seuils dans les couronnes avant ne passent plus les seuils dans les couronnes arrières. Les nombres de particules ainsi que leur rapport d'émission sont donc fortement biaisés par le détecteur; la proportion d'émission de pré-équilibre est donc fortement surestimée. On peut d'ailleurs noter que les valeurs obtenues pour les charges 3, 4 et 5 sont certainement des valeurs maximales d'émission de prééquilibre pour ces mêmes raisons.

De ces valeurs, nous pouvons déduire l'énergie totale emportée ainsi que le nombre de nucléons "hors équilibre". Les tableaux V.2 et V.3 répertorient toutes les valeurs pour les différents centre de masse. La dernière ligne correspond à la moyenne des 4 valeurs, les barres d'erreurs indiquées entre parenthèses correspondent aux valeurs qui permettent d'atteindre la totalité des résultats.

Particules	Energie (AMeV)	rapport	Nombre particules/evt
Protons	40.56	0.37	0.68
Deutons	24.35	0.52	0.46
Tritons	17.72	0.62	0.3
Hélium 3	20.85	0.78	0.15
Alphas	16.12	0.76	0.88
Hélium 6	10.94	0.87	0.03
Lithiums 6/7	11.64	0.65	0.07
Béryllium 9/10	11.43	0.83	0.04
Z=5	9.4	0.89	0.06

TAB. V.1 - *Energie moyenne, proportion d'émission hors équilibre pour des angles d'émission inférieurs à 60° et nombre moyen des particules émises hors équilibre à 32 AMeV calculés dans le centre de masse théorique.*

	Nombre de nucléons	Energie totale (MeV)	Energie AMeV
Théorique	8.1	154	19
Fragment evt/evt	6.05	113	18.7
Fragment moyen	5.7	102	17.8
Protons	10.5	198	18.6
Moyenne	7.6 (3)	142 (56)	18.5(0.7)

TAB. V.2 - *Nombre de nucléons émis hors équilibre, énergie moyenne totale et par nucléon emportées par le pré-équilibre à 32 AMeV pour les 4 hypothèses de reconstruction de la vitesse d'entraînement.*

	Nombre de nucléons	Energie totale (MeV)	Energie AMeV
Théorique	13.6	318	23.3
Fragment evt/evt	16	378	23.7
Fragment moyen	15.5	361	23.3
Protons	18.8	437	23.3
Moyenne	16 (3)	373 (63)	23.4 (0.3)

TAB. V.3 - *Nombre de nucléons émis hors équilibre, énergie moyenne totale et par nucléon emportées par le pré-équilibre à 52 AMeV pour les 4 hypothèses de reconstruction de la vitesse d'entraînement.*

Les résultats obtenus à partir de la valeur du centre de masse obtenue par les protons se différencient fortement des autres. En effet, même si l'énergie moyenne emportée par nucléon est sensiblement la même que les autres, l'énergie totale et le nombre de nucléons sont très élevés puisque la vitesse de recul est plus petite, ce qui augmente la proportion de pré-équilibre par rapport aux autres calculs. Nous ne pouvons cependant pas trancher pour l'une ou l'autre des hypothèses, c'est pourquoi nous utiliserons la valeur moyenne donnée par la dernière ligne des tableaux V.2 et V.3 pour la suite des calculs.

Que ce soit les énergies ou le nombre de nucléons, les valeurs obtenues à 52 AMeV sont plus fortes qu'à 32 AMeV, ce qui paraît tout à fait logique du fait de l'énergie disponible plus importante. Cependant, si à 32 AMeV cette valeur est proche de la valeur de l'énergie centre de masse du projectile (19 AMeV), ce n'est pas le cas à 52 AMeV, où la valeur de l'énergie centre de masse du projectile est nettement supérieure (31 AMeV). De plus, la différence entre les énergies de pré-équilibre à 32 AMeV et 52 AMeV est effective surtout par le nombre de nucléons hors équilibre et non pas sur la valeur de l'énergie qu'ils emportent (la différence étant faible puisque inférieure à 5 AMeV), puisque la part d'énergie totale emportée par le pré-équilibre est quasiment 3 fois plus grande à 52 AMeV qu'à 32 AMeV, ce qui est largement supérieur au rapport des énergies disponibles dans le centre de masse. Ceci indique donc une saturation du dépôt d'énergie avec l'augmentation de l'énergie incidente [COLI98].

### B.3 Calorimétrie

A présent que nous ayons caractérisé les collisions de type basse énergie dans les paragraphes précédents, nous pouvons calculer l'énergie d'excitation du système nucléaire à partir de la relation suivante dans le centre de masse:

$$E^* = \sum_{f=1}^{M_f} E_f + \sum_{n=1}^{M_n} E_n - Q + E_{res}^* \quad (\text{V.1})$$

où  $E_f$  est l'énergie cinétique des fragments et particules chargées dont  $M_f$  est la multiplicité,  $Q$  est l'excès de masse,  $E_n$  l'énergie des neutrons de multiplicité  $M_n$  et  $E_{res}^*$  l'énergie résiduelle (emportée principalement par les  $\gamma$ ).

L'énergie d'excitation peut alors être déterminée de trois façons différentes. En effet, nous venons de voir qu'il existe une émission de pré-équilibre dont nous avons déterminé la proportion.

L'énergie d'excitation peut être calculée sans différencier les particules selon leur angle d'émission (pas d'hypothèse concernant le pré-équilibre).  $E_f$  est alors calculée sur tout l'espace pour les fragments et particules chargées,  $E_n$  est l'énergie des neutrons qui est supposée égale à la valeur moyenne de celle des protons émis dans tout l'espace (soustraite d'une valeur correspondant à la barrière coulombienne que nous avons fixée à 3.5 MeV), le nombre de neutrons étant égal au nombre de protons. Cette valeur de l'énergie d'excitation ainsi déduite, appelée par la suite  $E_1^*$ , représente donc une valeur *maximale* (les particules émises à l'avant, pré-équilibre, ayant des énergies plus élevées, contribuent fortement). La valeur moyenne devrait être sensiblement être égale à l'énergie disponible dans le centre de masse (indiquée par une flèche sur les graphes des figures V.18 et V.19).

A cette valeur d'énergie d'excitation, nous pouvons retrancher la partie emportée en moyenne par le pré-équilibre, ce qui permettra d'obtenir une valeur,  $E_2^*$ , plus réaliste (le centre de masse sera alors pris égal à la valeur moyenne des 4 estimations du paragraphe précédent).

Le calcul de l'énergie d'excitation peut s'effectuer en ne prenant en compte que les particules légères ( $Z \leq 2$ ) émises entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$ , [MARIE95], [SALOU97], [LE NEINDRE00], contribution qui est alors doublée pour se ramener à l'angle solide total. Le nombre de neutrons est donc égal au double de celui de protons émis dans ce domaine angulaire et leur énergie moyenne est celle de ces protons.  $E_f$  est donc calculée différemment : tous les fragments de charge supérieure ou égale à 3 sont intégrés alors que seules les particules émises entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  le sont (le nombre est alors doublé). Nous pourrions prendre comme valeur limite de charge 5 mais la faible statistique de ce type de fragments émis entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  risque d'induire de fortes fluctuations événement par événement. Nous avons alors 4 valeurs selon le centre de masse choisi. Ces valeurs de l'énergie d'excitation seront appelées  $E_3^*$  pour le centre de masse théorique,  $E_4^*$  pour le centre de masse déterminé à partir des fragments événement par événement,  $E_5^*$  pour le centre de masse moyen déterminé à partir des fragments et  $E_6^*$  pour le centre de masse déterminé à partir des protons.

Les figures V.18 et V.19 présentent les différentes valeurs des énergies d'excitation pour 32 AMeV et 52 AMeV respectivement. Les valeurs de  $E_1^*$  sont certainement fausses (et exagérées quelle que soit l'énergie incidente considérée); elles sont très élevées puisque le pré-équilibre que nous avons mis en évidence est inclus dans le calcul. Néanmoins, les valeurs obtenues sont supérieures aux valeurs des énergies disponibles dans le centre de masse (flèche sur les graphes). Ceci peut s'expliquer par les incertitudes liées à l'estimation à la fois du nombre de neutrons et de leur énergie. En effet, la partie emportée par ces neutrons représente 22% (à 32 AMeV) et 24% (à 52 AMeV) de l'énergie obtenue.

Les valeurs obtenues en retranchant le pré-équilibre déterminé au paragraphe B.2 donne des valeurs supérieures à celle obtenues en n'incluant pas les particules légères chargées émises  $0^\circ$  et  $60^\circ$ . Dans ce cas, les valeurs obtenues pour les différents centres de masse sont peu différentes (ce sont des valeurs par nucléon). La différence entre  $E_2^*$  et les énergies  $E_3^*$ ,  $E_4^*$ ,  $E_5^*$  et  $E_6^*$  est compréhensible compte tenu des fortes incertitudes liées à la partie emportée par les neutrons, en effet 12% (14%) de l'énergie d'excitation provient des neutrons pour les calculs de  $E_3^*$  à  $E_6^*$  alors que la proportion atteint 27% (33%) pour  $E_2^*$  à 32 (52) AMeV. On peut se demander d'où provient cette différence. Quand on calcule  $E_2^*$ , l'estimation des neutrons s'effectue sur un domaine plus restreint que pour les autres calculs, ce qui engendre des fluctuations sur les calculs qui augmente artificiellement les valeurs obtenues (par la technique de doublement). De plus, le calcul s'effectue à partir de la valeur  $E_1^*$  que l'on sait surestimée, ce qui peut expliquer les valeurs obtenues. Par contre, les particules comprises entre  $60^\circ$  et  $75^\circ$  sont exclues du calcul. Or, à priori la coupure à  $60^\circ$  incluerait plus de particules (notamment de protons donc plus de neutrons pour le calcul) qui devrait augmenter l'énergie globale de valeurs de  $E_3^*$  à  $E_6^*$  par rapport à  $E_2^*$ .

## Ni + Au 32 A.MeV

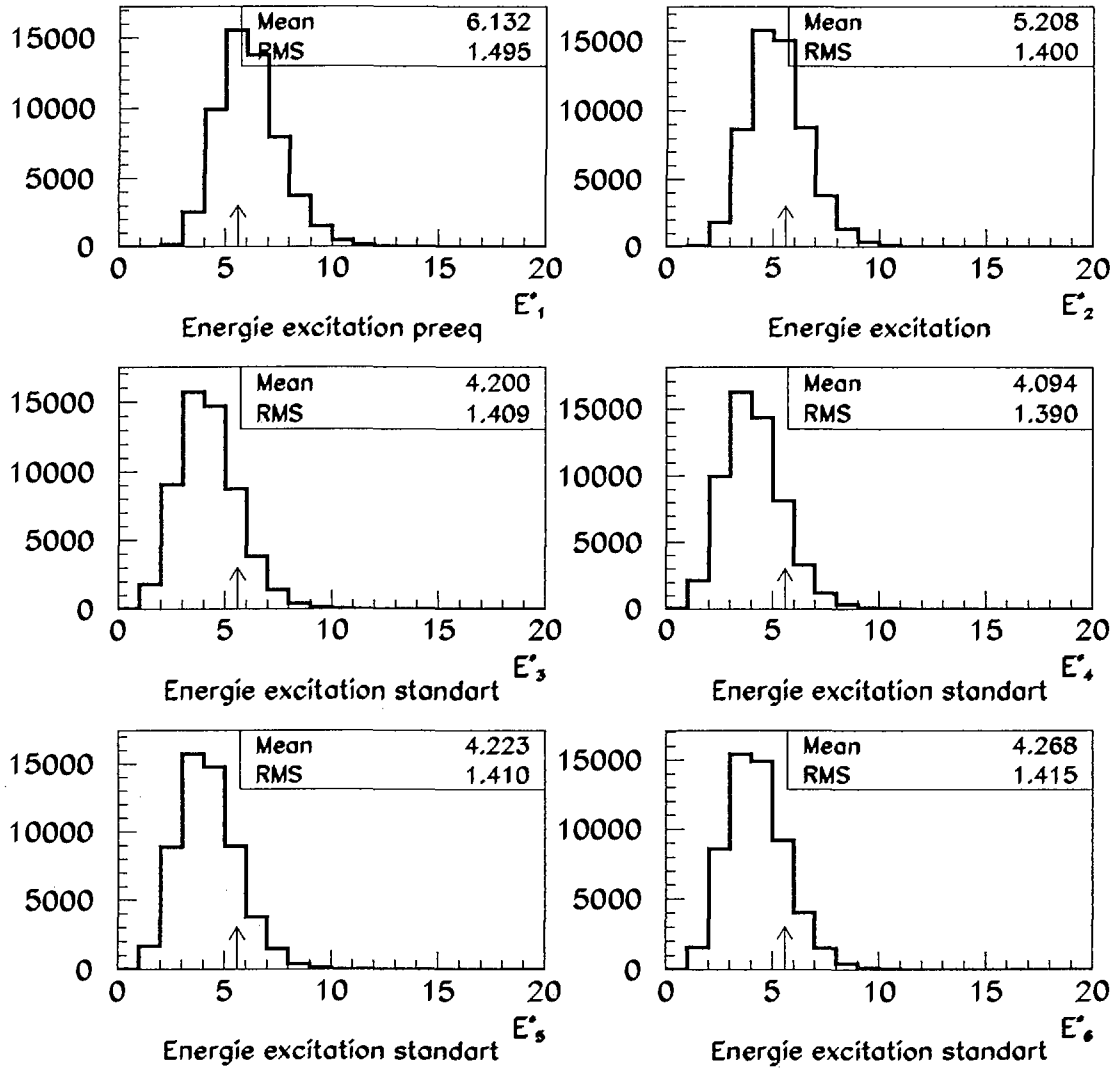


Figure V.18: Energie d'excitation  $E_1^*$ ,  $E_2^*$ ,  $E_3^*$ ,  $E_4^*$ ,  $E_5^*$  et  $E_6^*$  à 32 A.MeV. La flèche indique l'énergie disponible dans le centre de masse.

Cependant, la coupure  $60^\circ$ - $120^\circ$  inclut un domaine angulaire supplémentaire par rapport à  $E_2^*$  ( $105^\circ$ - $120^\circ$ ) que nous pouvons raisonnablement penser comme non affecté par des émissions de particules de grandes énergies. Les valeurs moyennes du nombre de particules et de leurs énergies peuvent alors être diminuées de façon sensible. La résultante de ces différents aspects conduit à surestimer systématiquement l'énergie d'excitation  $E_2^*$  par rapport aux énergies  $E_3^*$  à  $E_6^*$ .

# Ni + Au 52 A.MeV

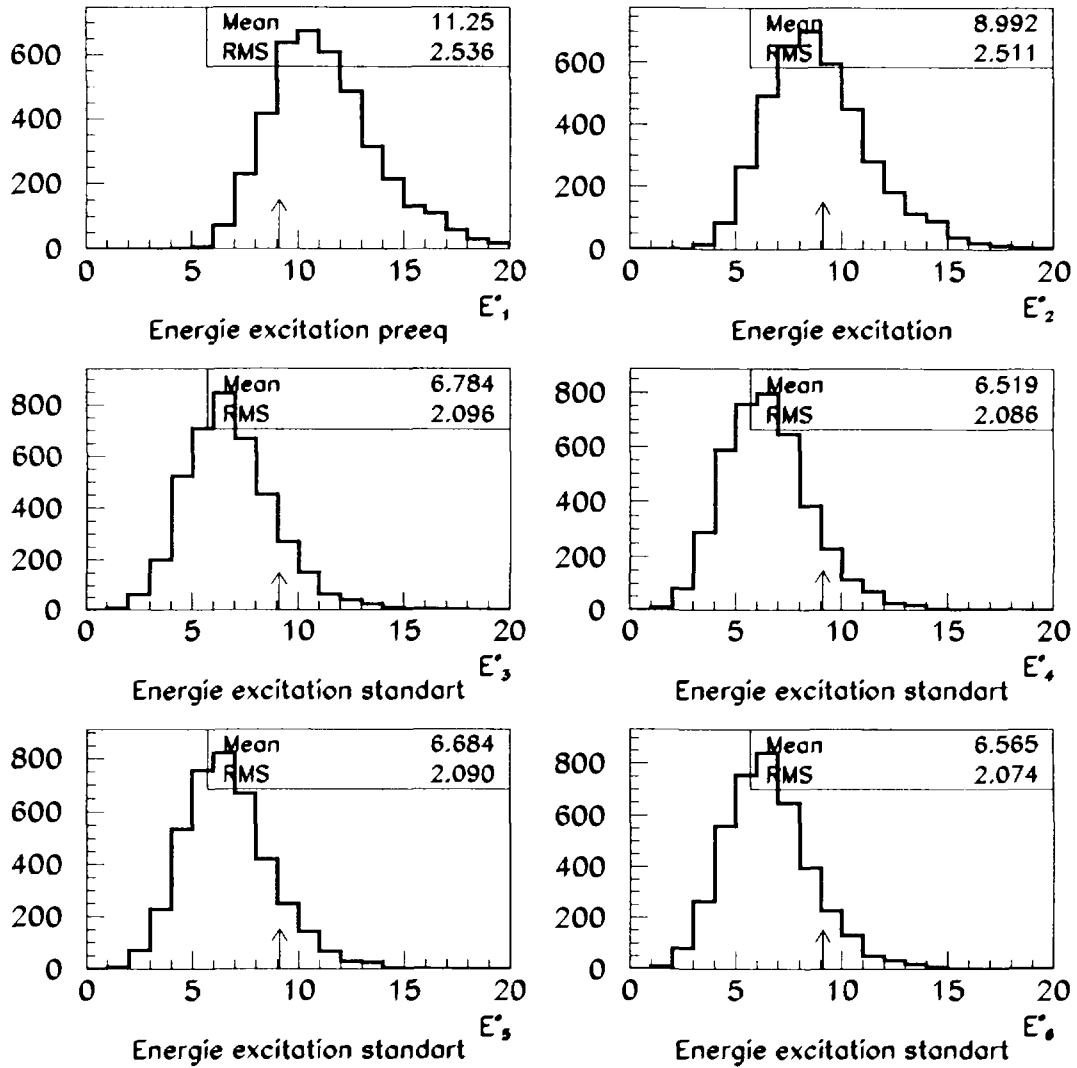


Figure V.19: *Energie d'excitation*  $E_1^*$ ,  $E_2^*$ ,  $E_3^*$ ,  $E_4^*$ ,  $E_5^*$  et ,  $E_6^*$  à 52 A.MeV. La flèche indique l'énergie disponible dans le centre de masse.

Nous obtenons alors une gamme de l'énergie d'excitation (la valeur  $E_1^*$ , que l'on sait fausse, ne sera pas incluse). Mais, comme pour les calculs précédents, compte tenu de l'information dont nous disposons, nous ne pouvons pas savoir quelle valeur de  $E_3^*$  à  $E_6^*$  est la plus correcte compte tenu de l'incertitude liée principalement aux neutrons.

## B.4 Conclusion

Nous avons mis en évidence un mécanisme de type basse énergie pour les réactions les plus violentes des systèmes Ni + Au à 32 AMeV et à 52 AMeV avec cependant un doute qu'il n'est pas possible de lever complètement quant au calcul de reconstruction de la vitesse de recul. L'énergie d'excitation de chacune de ces réactions a pu être évaluée avec une incertitude tenant compte des différentes hypothèses concernant la vitesse d'entraînement. Les valeurs obtenues pour les énergies d'excitation (entre 4 et 5 AMeV à 32 AMeV et entre 6 et 8 AMeV à 52 AMeV) montrent qu'il existe une compétition entre les différents modes de désintégration et que la voie résidu/fission est présente même pour des énergies d'excitation supérieures à 4 AMeV.

Nous allons nous intéresser à présent aux réactions les plus violentes à 52 et 90 AMeV, pour lesquelles une plus forte production de fragments apparaît et que nous avons qualifié, jusqu'à présent, de mécanisme "haute énergie".

## C Mode de désexcitation entre 52 AMeV et 90 AMeV

Nous allons à présent étudier la seconde zone déterminée sur la figure V.1 pour les collisions Ni + Au à 52 et à 90 AMeV.

### C.1 Distribution de charge

La figure V.20 présente les distributions de charge à 52 AMeV (trait plein) et à 90 AMeV (trait pointillé). La production de particules légères chargées ( $Z \leq 2$ ) est similaire pour les deux énergies. Par contre, si l'extension en charge est semblable, la forme des deux spectres est différente, en effet à 90 AMeV la distribution est beaucoup plus dure. Le nombre de fragments étant quasiment identique pour les deux énergies, ce sont les tailles des fragments qui se différencient (ce que nous avons déjà vu). Les réactions à 90 AMeV semblent donc plus violentes sans pour autant produire plus de fragments.

### C.2 Calcul du centre de masse

Comme pour l'étude du mécanisme à basse énergie, il est difficile déterminer correctement le centre de masse de la réaction. Les figures V.21 et V.22 présente les distributions des valeurs de cette grandeur physique calculée événement par événement à partir des fragments de charge supérieure ou égale à 4. Une fois encore les largeurs associées sont très importantes. A 52 AMeV, on peut noter que la valeur moyenne est légèrement supérieure à la valeur théorique (2.23 cm/ns, indiquée par la flèche sur la figure) tandis qu'à 90 AMeV, la valeur obtenue est inférieure (valeur théorique de 3 cm/ns). Nous pouvons supposer que le manque d'information est plus préjudiciable à 52 AMeV qu'à 90 AMeV (du fait des conditions cinématiques un peu plus défavorables), cependant il nous est impossible de le vérifier. Comme dans le paragraphe B.1.4, nous avons alors décidé de tester 4 valeurs du

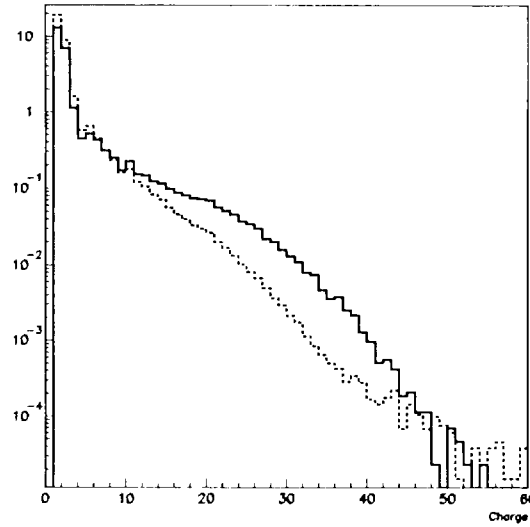


Figure V.20: *Superposition des distributions de charge pour le système Ni + Au à 52 A MeV (trait plein) et à 90 A MeV (trait pointillé) pour les événements de la zone 2 de la figure V.1.*

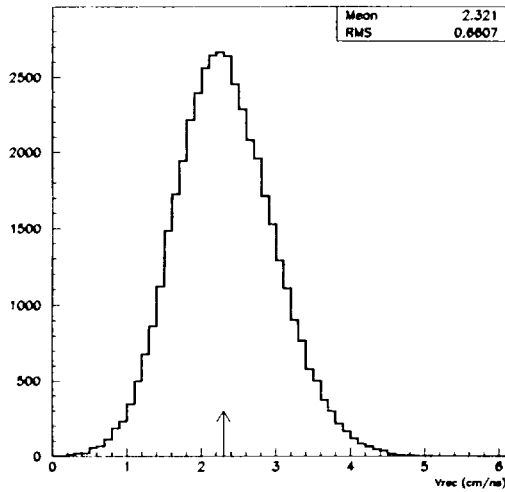


Figure V.21: *Vitesse de recul (cm/ns) pour Ni + Au à 52 A MeV (calcul à partir des fragments de charge supérieure ou égale à 4). La flèche indique la vitesse théorique.*

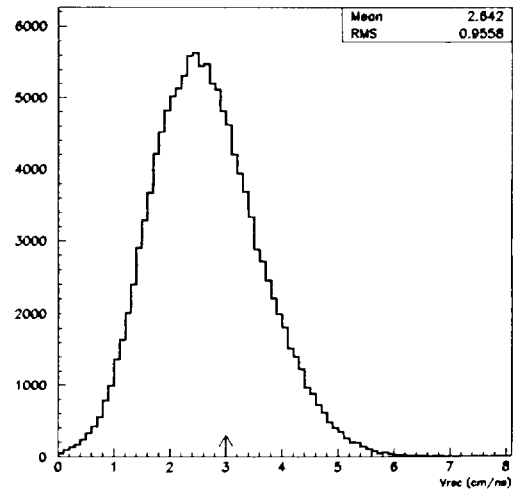


Figure V.22: *Vitesse de recul (cm/ns) pour Ni + Au à 90 A MeV (calcul à partir des fragments de charge supérieure ou égale à 4). La flèche indique la vitesse théorique.*



centre de masse: la valeur théorique (2.2 cm/ns à 52 AMeV et 3 cm/ns à 90 AMeV), la valeur calculée événement par événement à partir des fragments, la valeur moyenne de ce calcul et la valeur obtenue à partir du spectre de la vitesse parallèle moyenne en fonction de la vitesse perpendiculaire moyenne des protons (1.75 cm/ns à 52 AMeV et 2.25 cm/ns à 90 AMeV). Ainsi nous pourrions évaluer les barres d'erreur sur les différentes grandeurs que nous extrairons par la suite.

### C.2.1 Distribution de charge en fonction du domaine angulaire d'émission dans le centre de masse

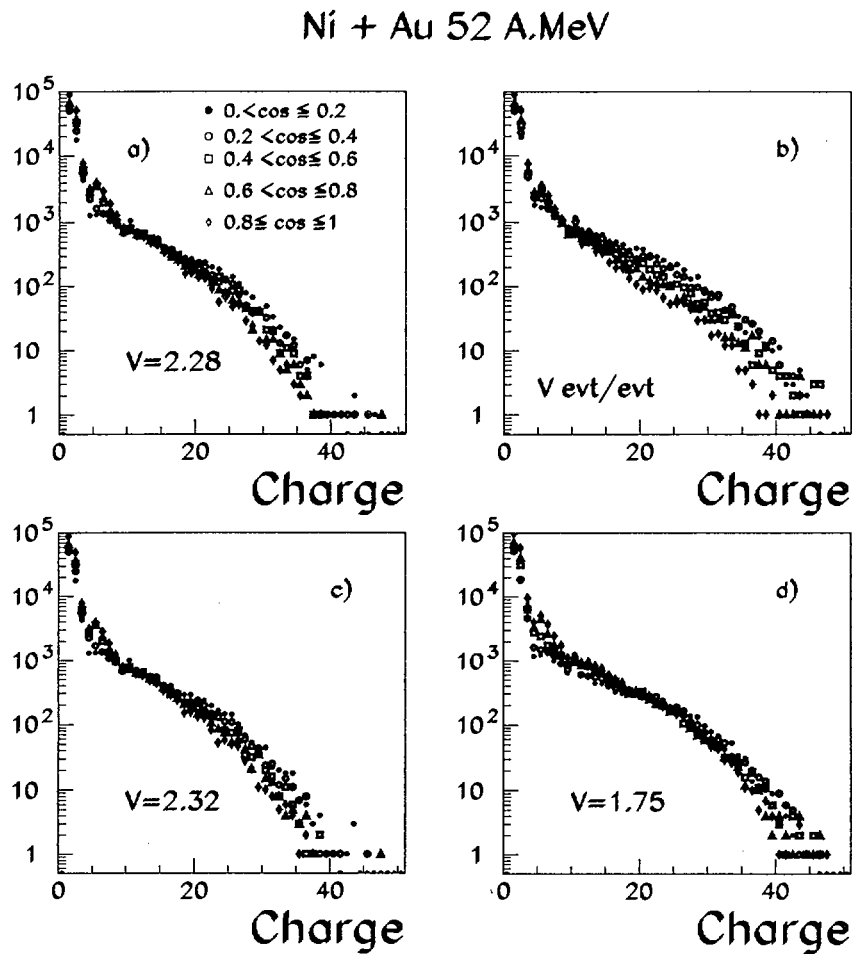


Figure V.23: *Superposition des distributions de charge en fonction du domaine angulaire d'émission dans le centre de masse pour le système Ni + Au à 52 AMeV pour les 4 calculs possibles : valeur théorique a), calcul événement par événement à partir des fragments b) ou calcul à partir des fragments c) et calcul à partir des protons d).*

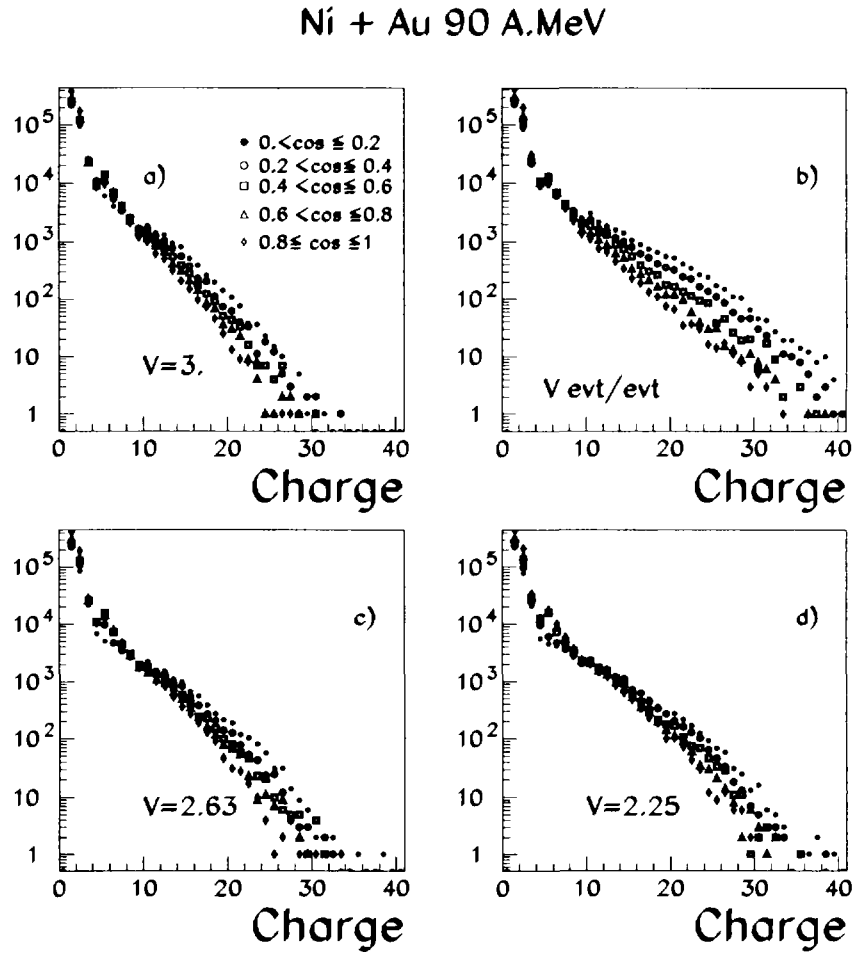


Figure V.24: *Superposition des distribution de charge en fonction du domaine angulaire d'émission dans le centre de masse pour le système Ni + Au à 90 A.MeV pour les 4 calculs possibles : valeur théorique a), calcul événement par événement à partir des fragments b) ou calcul à partir des fragments c) et calcul à partir des protons d).*

Les courbes V.23 et V.24 représentent les distributions de charge par domaine angulaire pour 52 et 90 A.MeV respectivement et pour les 4 valeurs du centre de masse précédemment définies.

Comme précédemment, à 52 A.MeV, la valeur calculée événement par événement à partir des fragments de charge supérieure ou égale à 4 provoque des fluctuations dans les spectres qui n'apparaissent pas dans les autres cas (figure V.23). Si on exclut de ces distributions celle dont le centre de masse est calculé événement par événement (figure V.23b), on note une superposition des courbes, hormis pour les fragments légers ( $Z \leq 10$ ) dans le domaine angulaire avant où une surproduction par rapport à l'ensemble apparaît. Cette superposition est nettement meilleure pour la valeur du centre de masse la plus faible,

c'est-à-dire celle obtenue à partir des protons. Pour les deux autres (qui sont quasiment identiques) il semble que la valeur soit un peu trop élevée puisque les fragments les plus lourds sont émis plus à  $90^\circ$  qu'à  $0^\circ$ . Cependant, la superposition de ces distributions illustre l'isotropie d'émission des fragments ( $Z \geq 10$ ), notamment dans le repère défini par les spectres de protons (figure V.23d).

A 90 AMeV (figure V.24), les trois valeurs du centre de masse (en omettant le cas événement par événement) conduisent aux mêmes conclusions et nous pouvons en conclure que la détermination exacte de la vitesse d'entraînement est moins critique. Nous allons à présent commenter la dépendance angulaire des spectres en énergie cinétique centre de masse.

### C.3 Dépendance angulaire des spectres d'énergie dans le centre de masse

Les spectres en énergie par domaine angulaire à 52 et 90 AMeV sont présentés sur les figures V.25 et V.26 respectivement. Ces spectres ont été construits dans le centre de masse déterminé à partir des protons; ils sont globalement identiques dans les 3 autres cas possibles. Les distributions des protons à 52 AMeV et de tous les isotopes de l'Hydrogène à 90 AMeV sont coupées pour les angles avant. En effet, les énergies atteintes pour ces particules dépassent les seuils hauts de détection. Pour les angles centre de masse dont les cosinus sont supérieurs à 0.4, les particules émises sont plus énergétiques que dans les autres tranches angulaires, ce qui indique une émission hors équilibre pour celles-ci (leur nombre est aussi beaucoup plus élevé). Cependant au vu de ces résultats et de ce que nous avons vu précédemment, nous pouvons dire que nous sommes en présence d'un mécanisme de désexcitation de fragments émettant de manière isotrope sur tout l'espace associé à une émission hors équilibre de particules et fragments légers ( $Z \leq 10$ ) à l'avant (que nous allons évaluer par la suite).

### C.4 Variables de forme

Pour les collisions isolées, nous pouvons cette fois analyser les variables dites de forme calculées à partir des IMFs. En effet avec une multiplicité supérieure à 5 en moyenne par événement, ces variables ont un réel sens physique (ce qui n'est pas le cas quand à peine 3 IMFs sont détectés comme dans le cas précédent). La figure V.27 nous montre les distributions en cosinus de l'angle de flot dans les 4 centres de masse prédéfinis pour les réactions à 52 AMeV (trait plein) et à 90 AMeV (trait pointillé).

Les spectres obtenus avec les vitesses théorique et moyenne calculée à partir des fragments (peu différentes) donnent la même allure quelle que soit l'énergie incidente. Ces distributions présentent un pic vers 0.8 (environ  $40^\circ$ ) puis une retombée vers 1. On obtient la même chose à 90 AMeV avec la vitesse calculée à partir des protons alors qu'à 52 AMeV,

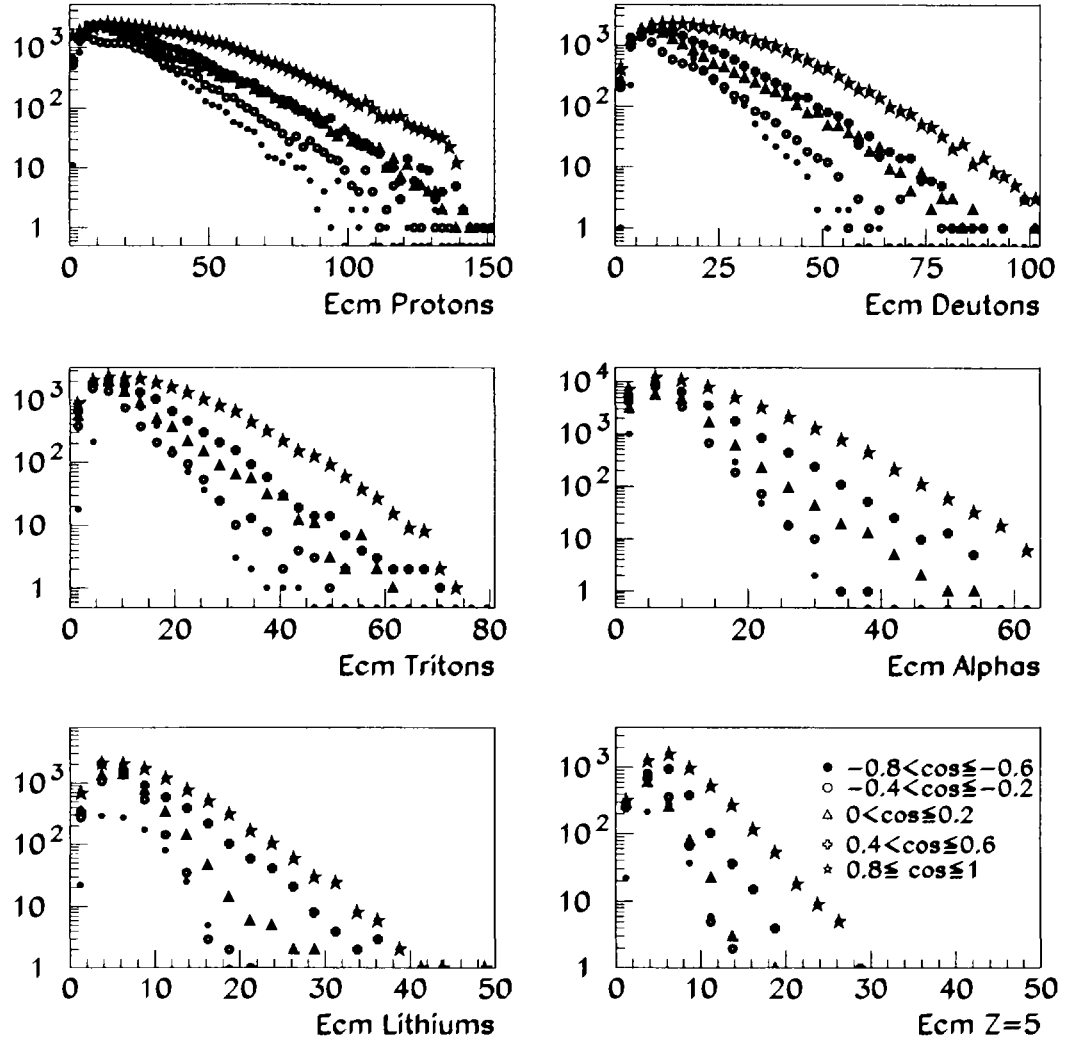


Figure V.25: *Superposition des spectres en énergie des Protons, Deutons, Tritons, Alphas, Lithium et Bore en fonction du domaine angulaire d'émission dans le centre de masse calculé à partir des spectres en énergie des protons pour le système Ni + Au à 52 A MeV.*

on observe un pic pour les angles les plus petits. On peut supposer que ces différences sont dues au calcul de la vitesse de recul qui serait trop grande pour les figures (a) et (c) ainsi que la distribution à 90 A MeV de la figure (d). Dans le cas de la réaction à 52 A MeV, figure (d), la vitesse du centre de masse serait trop petite. Nous voyons qu'il est difficile de savoir si les formes des spectres sont dues à un problème de détection (reconstruction du centre de masse ainsi que perte systématique d'un (voire deux) fragments situé(s) à

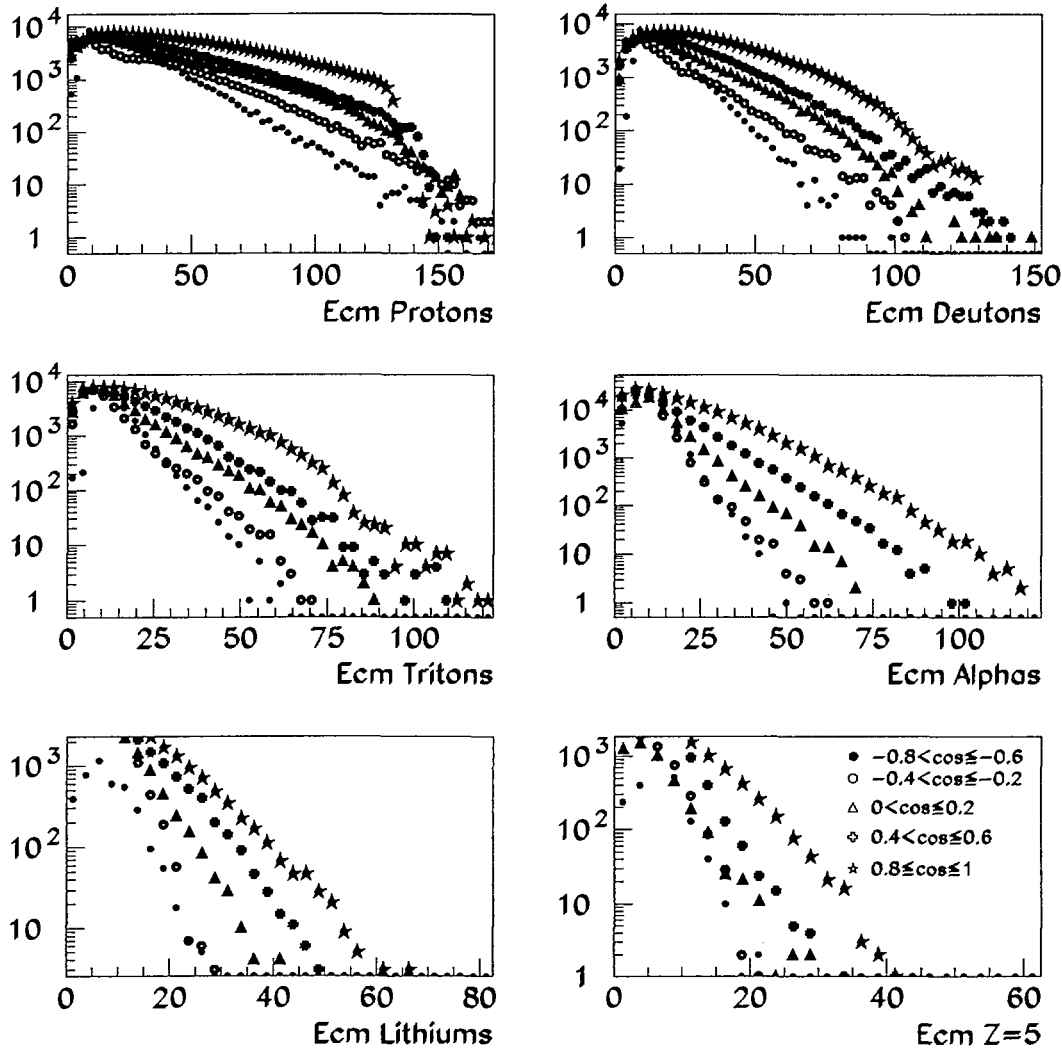


Figure V.26: *Superposition des spectres en énergie des protons, deutons, tritons, alphas, lithium et Z=5 en fonction du domaine angulaire d'émission dans le centre de masse calculé à partir des spectres en énergie des protons pour le système Ni + Au à 90 AMeV.*

l'arrière du centre de masse) puisque selon la valeur choisie (fixe), nous observons de fortes variations. En ce qui concerne les valeurs calculées événement par événement, les fluctuations engendrées (que nous avons déjà vu sur les distributions de charge) produisent des formes difficilement interprétables.

Au vu de ce résultat, nous pouvons dire que les distributions en angle de flot ne peuvent

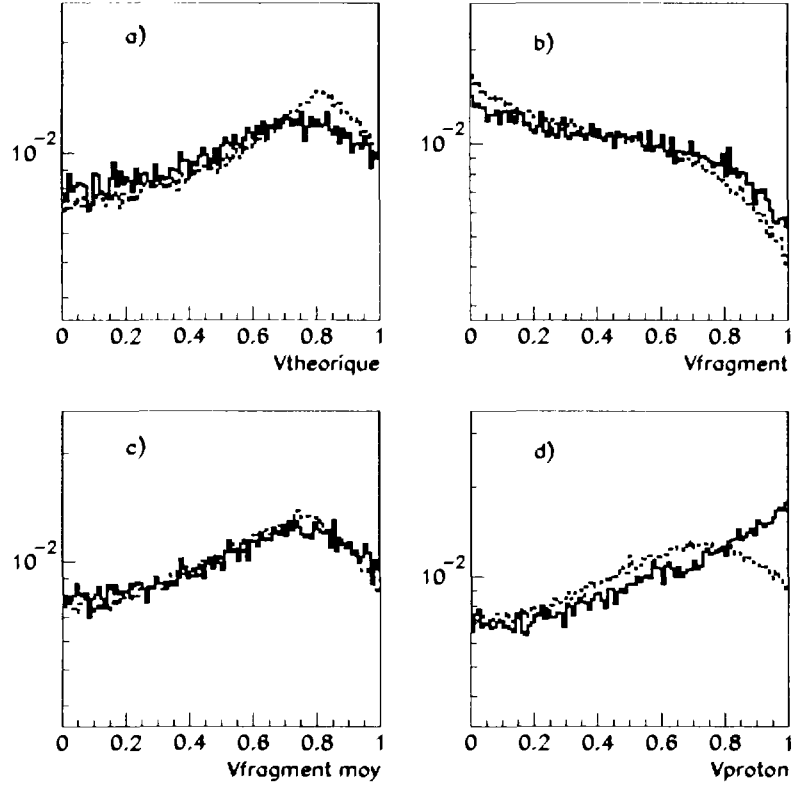


Figure V.27: *Cosinus de l'angle de flot pour les collisions Ni + Au à 52 A MeV (trait plein) et à 90 A MeV (trait pointillé) et pour les 4 hypothèses de reconstruction de la vitesse d'entraînement décrites dans le texte.*

pas être utilisées dans notre cas. En effet, les données sont fortement influencées par la qualité de la détection, nous perdons toujours au moins un fragment à l'arrière du centre de masse. Cette variable de forme n'est significative que dans le cas d'une détection correcte des événements ou alors dans le cas d'un système symétrique pour lequel la question de la reconstruction du centre de masse n'est pas aussi cruciale [BOURIQUET00].

### C.5 Evaluation du pré-équilibre

Nous avons procédé de la même façon qu'indiqué dans le paragraphe B.2 pour le calcul du pré-équilibre. Les tableaux V.4 et V.5 résument les valeurs du nombre de nucléon émis hors équilibre et de l'énergie totale et par nucléon emportée par ces particules localisées à l'avant du centre de masse.

Pour une énergie incidente, les valeurs des énergies par nucléon sont globalement iden-

	Nombre de nucléons	Energie totale (MeV)	Energie AMeV
<b>Théorique</b>	11.5	260	22.7
<b>Fragment evt/evt</b>	11.5	266	23.3
<b>Fragment moyen</b>	11.1	252	22.7
<b>Protons</b>	16.9	368	21.8
<b>Moyenne</b>	12.7 (4)	286 (80)	22.6 (0.8)

TAB. V.4 - *Nombre de nucléons émis hors équilibre, énergie moyenne totale et par nucléon emportées par le pré-équilibre à 52 AMeV pour les réactions de multifragmentation.*

	Nombre de nucléons	Energie totale (MeV)	Energie AMeV
<b>Théorique</b>	11.1	401	36.2
<b>Fragment evt/evt</b>	16	478	29.9
<b>Fragment moyen</b>	15.1	525	34.7
<b>Protons</b>	20.1	667	33.2
<b>Moyenne</b>	15.5 (4.5)	517 (150)	33.5 (2.5)

TAB. V.5 - *Nombre de nucléons émis hors équilibre, énergie moyenne totale et par nucléon emportées par le pré-équilibre à 90 AMeV pour les réactions de multifragmentation.*

tiques, mais de grandes disparités concernant le nombre de particules ainsi que l'énergie emportée subsistent. Comme au paragraphe B, nous avons pu déterminer une valeur moyenne d'énergie emportée par le pré-équilibre et celle-ci est pratiquement 2 fois plus importante à 90 AMeV qu'à 52 AMeV, ce qui cette fois est dans le rapport des énergies disponibles.

## C.6 Calorimétrie

Là encore, la même procédure que précédemment est appliquée pour calculer l'énergie d'excitation du système. Les figures V.28 et V.29 présentent les 6 valeurs de l'énergie ainsi déterminées pour 52 AMeV et 90 AMeV respectivement. Les valeurs de  $E_1^*$  semblent cette fois encore surestimées pour les mêmes raisons (23% et 25% de l'énergie est attribuée aux neutrons).

De la même façon que dans le paragraphe B.3, les valeurs de  $E_2^*$  semblent élevées, ce qui indiquerait une sous-estimation du pré-équilibre. Pour toutes les autres valeurs du centre de masse, la valeur de l'énergie d'excitation est de l'ordre de 6.8 à 52 AMeV et 11.5 à 90 AMeV. Les valeurs trouvées à 90 AMeV semblent cependant élevées, comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Les valeurs  $E_1^*$  et  $E_2^*$  sont à exclure car comme nous l'avons vu dans le paragraphe B, elles sont systématiquement trop élevées (car elles dépassent l'énergie disponible dans le centre de masse). Un problème lié à l'estimation du nombre de neutrons et de leur énergie semble en être la cause compte nous l'avons vu au paragraphe B.3. En effet, les différences de pourcentage de l'énergie d'excitation due à la

# Ni + Au 52 A.MeV

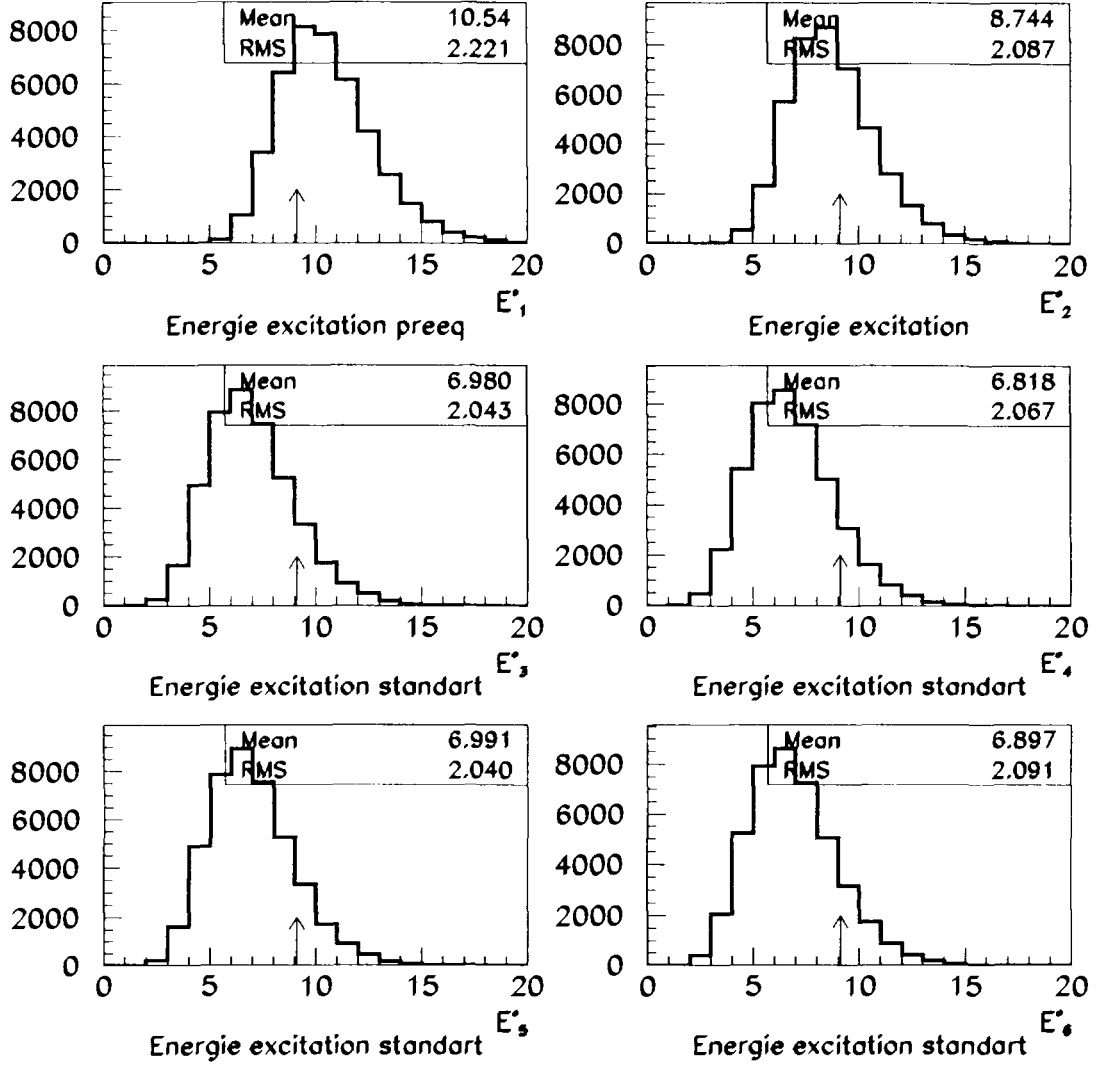


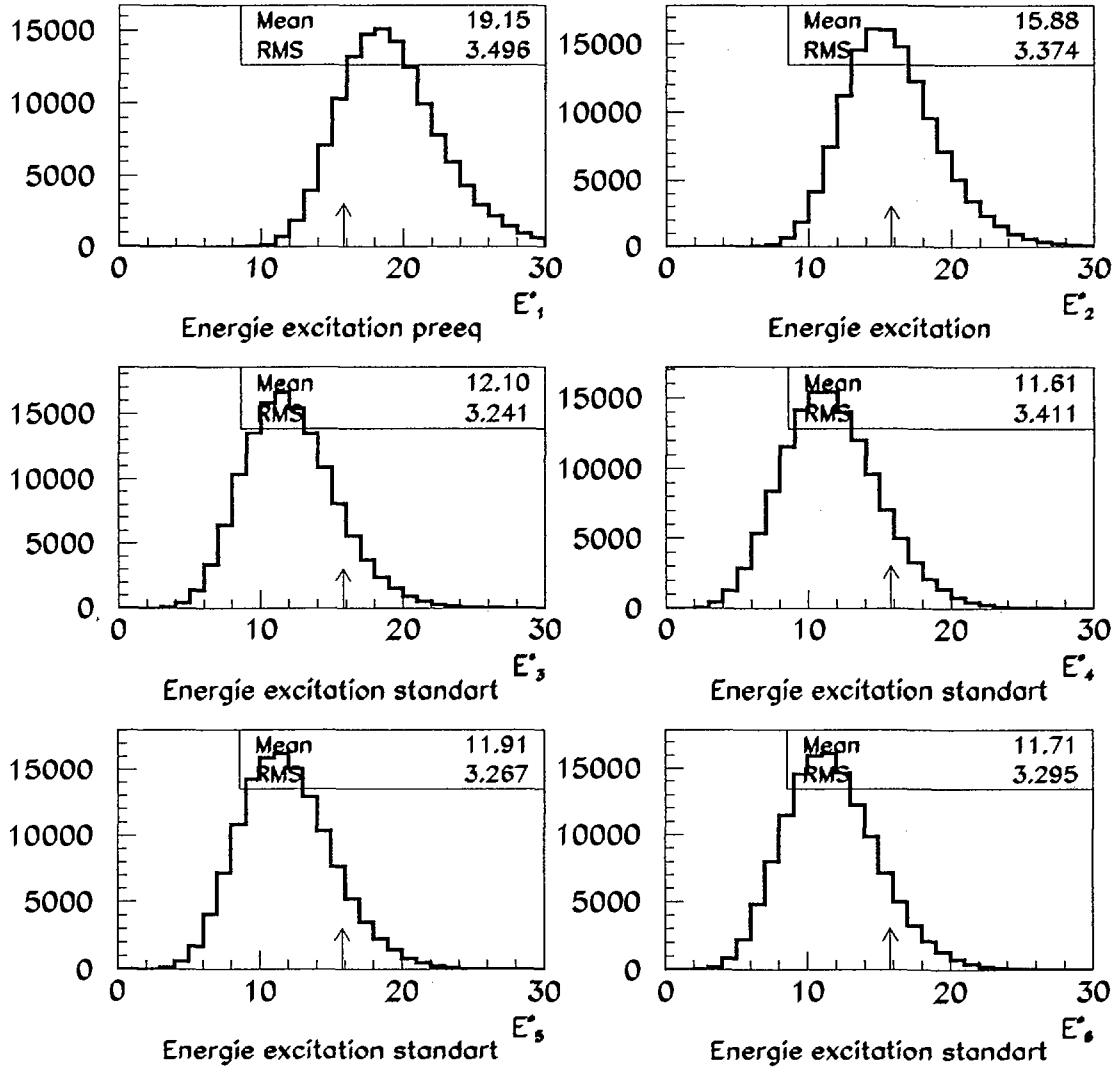
Figure V.28: *Energie d'excitation*  $E_1^*$ ,  $E_2^*$ ,  $E_3^*$ ,  $E_4^*$ ,  $E_5^*$  et  $E_6^*$  à 52 A.MeV.

partie emportée par les neutrons par rapport à la totalité sont de 12% (14%) pour  $E_3^*$  à  $E_6^*$  et 28% (32%) pour  $E_2^*$  à 52 (90) A.MeV.

Les valeurs  $E_3^*$  à  $E_6^*$  semblent donc, ici encore, les valeurs les plus fiables.



## Ni + Au 90 A.MeV

Figure V.29: Energie d'excitation  $E_1^*$ ,  $E_2^*$ ,  $E_3^*$ ,  $E_4^*$ ,  $E_5^*$  et  $E_6^*$  à 90 A.MeV.

## C.6.1 Comparaison des deux mécanismes à 52 A.MeV

Concernant les deux mécanismes de réaction à 52 A.MeV, la différence en énergie emportée par le pré-équilibre est évaluée à 100 MeV (et 4 particules) de plus dans les réactions de type basse énergie. Ces fluctuations au niveau du dépôt en énergie sont sans doute à l'origine du choix de la voie de désexcitation du système, l'énergie disponible sous forme équilibrée pour "casser" le système nucléaire étant différente. Cependant, les valeurs de  $E_3^*$  à  $E_6^*$  (les plus fiables) sont quasiment identiques pour les deux mécanismes ce qui conforte

l'hypothèse que le choix de la voie de désintégration est gouverné par les fluctuations dans le dépôt en énergie dûes au prééquilibre.

Dans ce paragraphe, un mécanisme clair de multifragmentation (source unique émettant de manière isotrope) a pu être mis en évidence pour les deux systèmes nucléaires  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 52 AMeV et 90 AMeV. Nous avons pu alors déterminer pour chacune de ces réactions, non sans de grandes incertitudes, les valeurs du pré-équilibre (énergie et nombre de particules) mais aussi l'énergie d'excitation des systèmes fragmentant qui se situe aux alentours de 6.8 AMeV à 52 AMeV et 11.7 AMeV à 90 AMeV, lorsqu'on effectue la calorimétrie du système.

## D Conclusion globale

Au cours de ce chapitre, deux mécanismes de réaction ont été mis en évidence : un mécanisme de type résidu-évaporation et/ou fission-évaporation et un mécanisme de type multifragmentation. Ces deux mécanismes apparaissent pour les collisions les plus violentes du système  $\text{Ni} + \text{Au}$  : le premier intervenant à 32 AMeV et 52 AMeV, le second à 52 AMeV et 90 AMeV. La coexistence des deux mécanismes est effective uniquement à 52 AMeV bien qu'à 32 AMeV, on devine déjà sa présence. On peut noter qu'à 6 AMeV d'énergie d'excitation (52 AMeV) subsiste encore le mécanisme de basse énergie alors qu'on s'attendrait à ne plus avoir qu'un mécanisme de multifragmentation. Les énergies de pré-équilibre et énergie d'excitation dans les deux cas ont été comparées. Il semble alors que ce soit les fluctuations d'énergie de pré-équilibre qui soient à l'origine de cette coexistence de mécanismes à 52 AMeV.

Nous allons dans le chapitre suivant nous intéresser plus particulièrement aux réactions de multifragmentation (obtenues dans le dernier paragraphe de ce chapitre) que nous comparerons à un modèle théorique de multifragmentation statistique ainsi qu'au système  $\text{Xe} + \text{Sn}$ .

*Analyse des données  
de multifragmentation*

## Chapitre VI

# Analyse des données de multifragmentation

Dans ce chapitre, seules les données de multifragmentation isolées au chapitre précédent à 52 AMeV et 90 AMeV seront analysées.

### A Influence du dispositif expérimental

Nous allons tout d'abord évaluer l'influence du dispositif expérimental sur les données d'intérêt du système Ni + Au. Pour ce faire, l'utilisation de simulations s'avère indispensable. Nous utiliserons donc la simulation informatique du multidétecteur INDRA [CUSSOL] ainsi que le modèle statistique de multifragmentation SMM [BONDORF95] que nous utiliserons plus extensivement par la suite lors des comparaisons expérience-théorie. Ce modèle décrit de manière statistique la désexcitation d'une source, dans le cadre d'un scénario de multifragmentation. Il nécessite donc, notamment, de définir la taille de la source, son énergie d'excitation ainsi que le volume occupé par les fragments au freeze-out. Les paramètres d'entrée utilisés dans SMM seront justifiés à posteriori pour 52 AMeV : la charge de la source est de 86, la masse de 215 (même rapport  $N/Z$  que la cible d'Au), l'énergie d'excitation de 6.2 AMeV avec un volume de freeze-out de  $3V_0$ ,  $V_0$  étant le volume du noyau à la densité de saturation. Aucune énergie collective d'expansion radiale n'a été rajoutée. Les tests effectués l'ont été pour les deux valeurs extrêmes de la vitesse de recul déterminée dans le chapitre précédent : la vitesse du centre de masse de la réaction et la vitesse déterminée à partir des spectres de protons. Les conclusions sont quasiment identiques, nous avons choisi de présenter les résultats obtenus avec la vitesse de recul la plus faible (protons).

Il faut noter que les données issues du modèle se subissent aucune sélection, ni en complétude ni en sélection utilisant l'A.C.P.

### A.1 Effet du dispositif expérimental

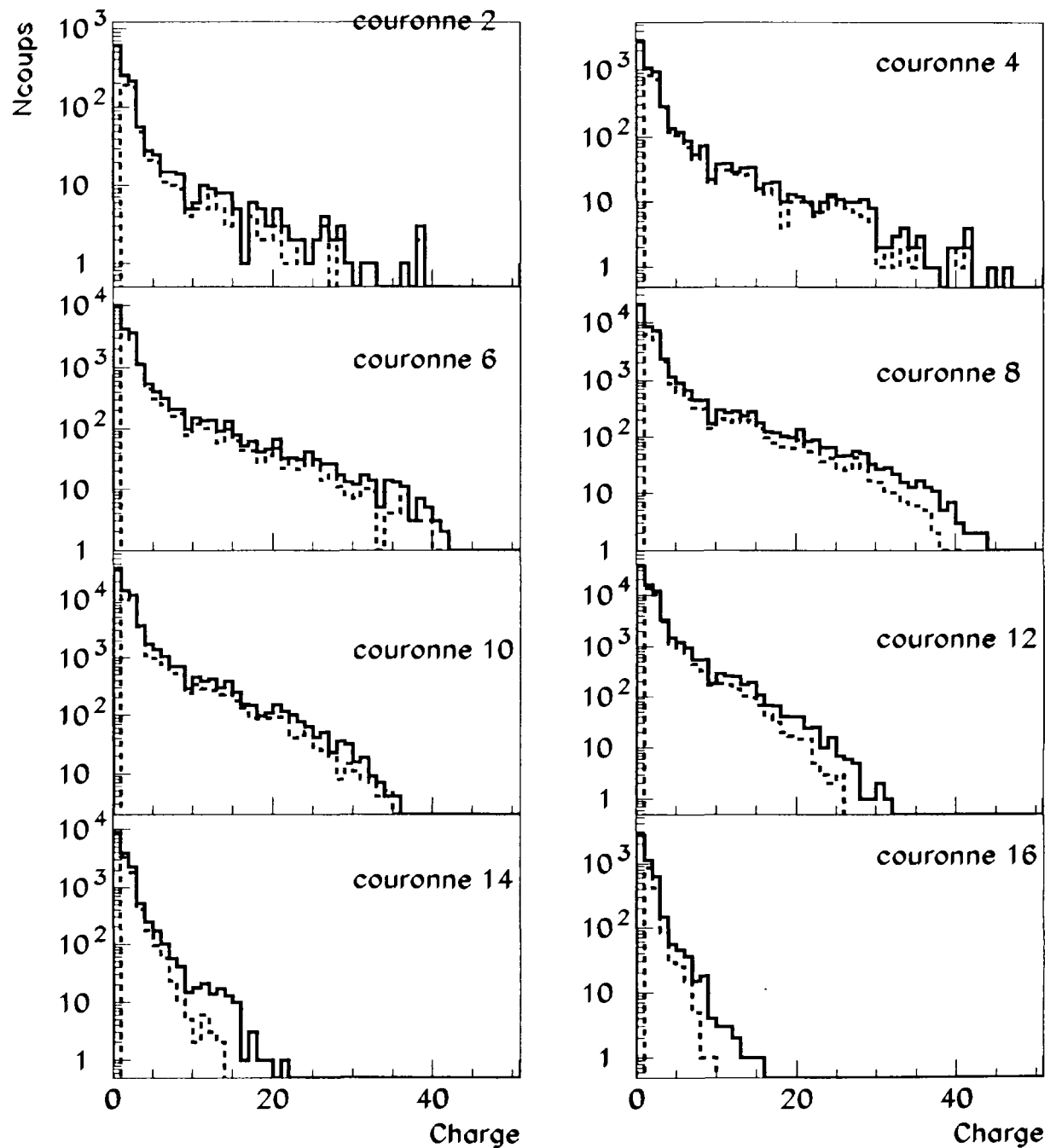


Figure VI.1: *Simulation SMM. Distribution de charge par couronne : en trait plein : distribution originale, en trait pointillé : distribution après passage dans le dispositif expérimental.*

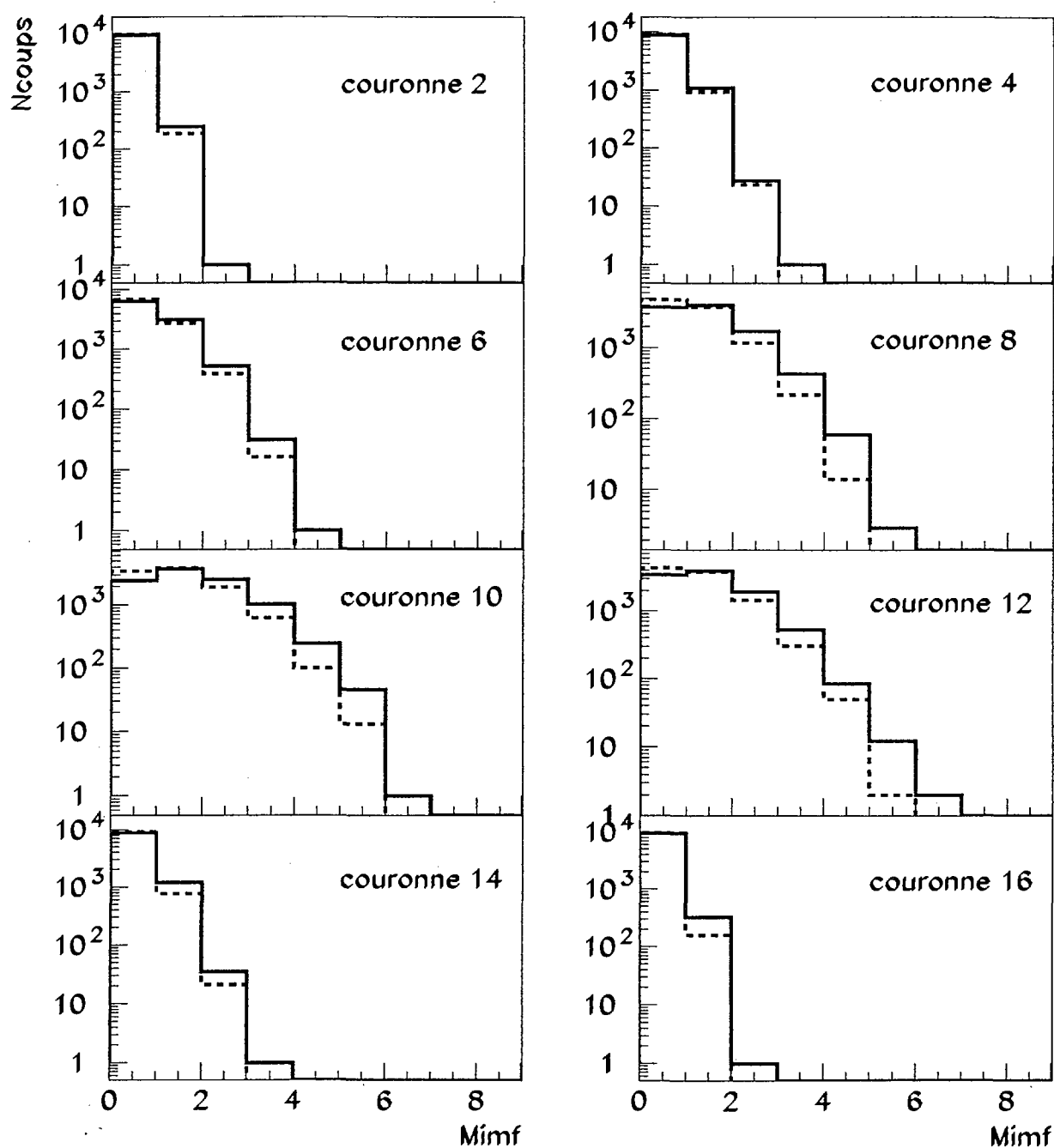


Figure VI.2: *Simulation SMM. Distribution de multiplicités de fragments ( $Z \geq 3$ ) par couronne : en trait plein distribution originale, en trait pointillé distribution après passage dans le dispositif expérimental.*

Afin d'apprécier l'effet du multidétecteur, les distributions de charge par couronne sont représentées sur la figure VI.1. Les distributions ne sont que faiblement affectées pour les

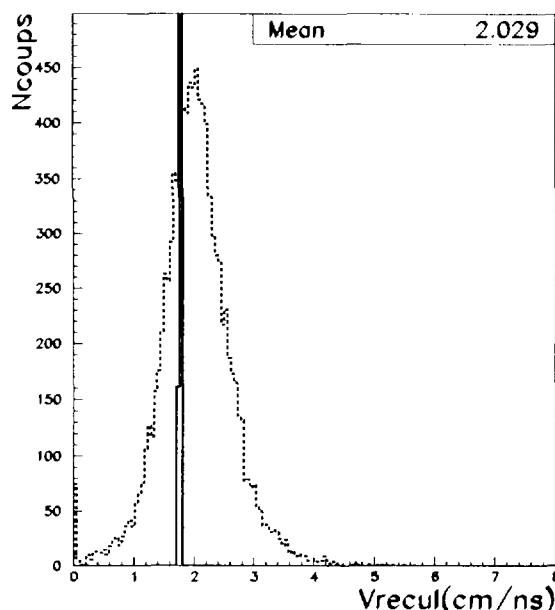


Figure VI.3: *Simulation SMM. Vitesse de recul primaire (trait plein) et vitesse de recul reconstruite à partir des fragments (trait pointillé).*

couronnes avant jusqu'à la couronne 6 (courbes en pointillé), en ce qui concerne les fragments de charge supérieure à 5. Puis les formes de ces distributions changent : les fragments de charge les plus élevées ne franchissent plus les seuils de détection. Cependant, la perte de fragments n'est réellement préjudiciable (en moyenne) qu'à partir de la couronne 10, auparavant la différence entre valeurs moyennes n'excède pas 22% (couronne 8) comme le montre la figure VI.2 qui présentent les distributions de multiplicité de fragments de charge  $Z \geq 3$  avant et après le passage dans la simulation expérimentale. Quand on ne prend en compte que les fragments de charge supérieure ou égale à 8 (non représenté), la différence dans les couronnes avant (2-9) ne dépasse pas 20%. Nous pouvons donc considérer que la collection des fragments dans les couronnes avant (jusqu'à la couronne 9) n'est pas trop altérée par le dispositif expérimental, bien que des fragments lourds et lents ne passent pas les seuils de détection et/ou d'identification.

D'autre part, la reconstruction de la vitesse de recul à partir des fragments dans la simulation montre que la vitesse obtenue est plus grande que la vitesse initiale. C'est le même effet que nous observons dans les données (la vitesse reconstruite (2.3 cm/ns) est du même ordre pour une même vitesse initiale, obtenue à partir des spectres en énergie des protons (1.75 cm/ns)). En effet, la figure VI.3 présente la vitesse de recul initiale dans SMM, fixée ici à 1.8 cm/ns (trait plein) ainsi que la vitesse reconstruite à partir des fragments de charge supérieure ou égale à 5 (trait pointillé); on retrouve une vitesse moyenne nettement supérieure (2.03 cm/ns) à celle de la source émettrice compte tenu de la perte systématique de fragment(s) émis à l'arrière du centre de masse. La valeur ainsi obtenue se rapproche de celle obtenue expérimentalement (chapitre 5, paragraphe C.2). C'est pourquoi la valeur

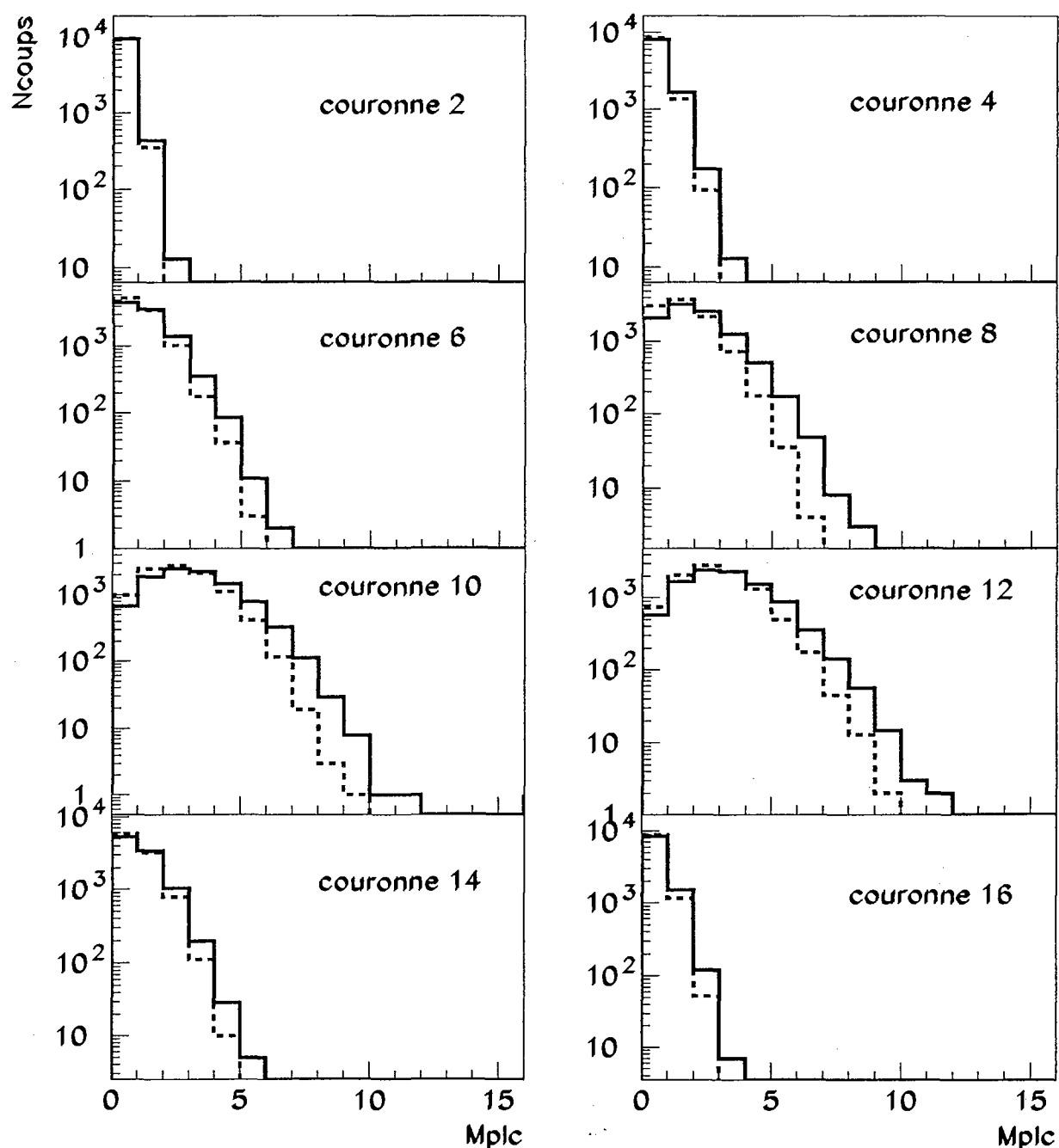


Figure VI.4: *Simulation SMM. Distribution de multiplicités de particules légères ( $Z \leq 2$ ) par couronne : en trait plein distribution originale, en trait pointillé distribution après passage dans le dispositif expérimental.*

calculée à partir des spectres des protons (la plus faible) nous semble la plus proche de la valeur de la source initiale.



Si l'on considère les distributions de multiplicités de particules légères (figure VI.4), nous pouvons voir que les distributions ne sont pas altérées par le dispositif expérimental. On peut donc utiliser tout le domaine angulaire de détection pour les particules légères, l'efficacité de détection globale de ce type de particules avoisine et dépasse même 80%.

## A.2 Domaine angulaire optimal de détection des fragments

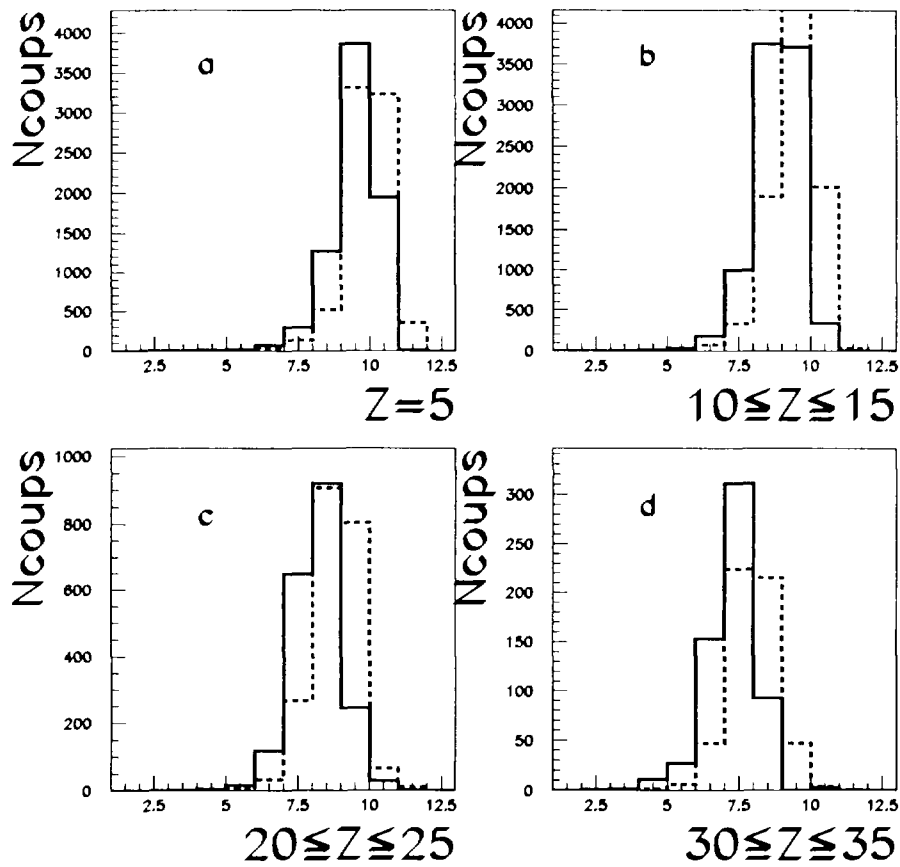


Figure VI.5: Simulation SMM. Couronnes touchées dans le domaine angulaire de  $60-90^\circ$  dans le centre de masse pour  $Z=5$  (a),  $10 \leq Z \leq 15$  (b),  $20 \leq Z \leq 25$  (c) et  $30 \leq Z \leq 35$  (d). Les courbes en trait plein représentent les résultats obtenus à partir de la vitesse de recul théorique et en trait pointillé celle calculée à partir des protons.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la collection des fragments est quelque peu affectée par le dispositif expérimental dans le domaine angulaire couvert par les cou-

ronnes 2 à 9. Nous pourrions donc utiliser tout ce domaine dans le but d'effectuer des comparaisons avec les prédictions du modèle statistique. Cependant, les incertitudes liées à la détermination expérimentale du centre de masse nous incite à choisir un domaine plus restreint, proche de la direction transverse dans le centre de masse.

Les couronnes 6 à 9 permettant une collection satisfaisante, il est important de savoir à quels angles dans le repère du centre de masse elles correspondent. Les résultats présentés ont été testés pour les vitesses de recul extrêmes (centre de masse de la réaction et obtenue à partir des spectres de protons). A 52 AMeV, on obtient globalement un domaine angulaire dans le centre de masse effectivement compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$ , comme le montre la figure VI.5. Bien évidemment, les couronnes touchées pour ce domaine angulaire dans le centre de masse dépendent de la charge des fragments considérés, mais on peut considérer que pour les charges supérieures à 5, les couronnes touchées sont globalement celles que nous venons de définir (6 à 9). De plus, nous nous restreignons aux couronnes avant (jusqu'à 9) (les multiplicités de fragments sont altérées par le dispositif expérimental pour les couronnes suivantes). Les comparaisons du système Ni + Au à 52 AMeV, qui seront présentées par la suite, ne s'effectueront que dans le domaine angulaire dans le centre de masse compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$ , qui correspond au domaine transverse. Cela permet donc ainsi de s'affranchir des problèmes de reconstruction de la vitesse de recul.

A 90 AMeV, les mêmes tests ont été effectués (avec d'autres paramètres pour la simulation, indiqués ultérieurement). Le domaine angulaire de détection considéré comme non altéré par le dispositif expérimental est alors compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  dans le centre de masse pour les fragments. Les conclusions concernant les particules légères sont identiques à celles obtenues à 52 AMeV.

## B Comparaison avec SMM

Les comparaisons avec un modèle (ou d'autres données expérimentales) ne pourront donc s'effectuer qu'à partir des fragments émis dans les domaines angulaires restreints ( $60^\circ$ - $90^\circ$  à 52 AMeV et  $75^\circ$ - $105^\circ$  à 90 AMeV), comme nous venons de le voir. Pour les particules légères, les mêmes domaines angulaires ont été choisis afin de ne pas être pollué par des émissions hors équilibre, focalisées aux angles avant (voir chapitre précédent).

Nous avons choisi de comparer dans un premier temps les données issues des collisions centrales Ni + Au avec le modèle SMM [BOND85], [BONDORF85], [BONDORF95] afin de déterminer les caractéristiques de la source de multifragmentation. Ce modèle a déjà, à nombreuses reprises, été utilisé avec succès pour décrire les collisions, notamment dans les références suivantes : [LISA95], [POGGI95], [D'AGOSTINO96], [MARIE97], [AVDEYEV98], [D'AGOSTINO99], [BEAULIEU00], [LE NEINDRE00], [FRANKLAND00].

## B.1 Détermination des paramètres d'entrée de SMM

### B.1.1 Comparaison des variables statiques à 52 AMeV

Plusieurs jeux de paramètres d'entrée ont été testés dans le but de reproduire les distributions expérimentales. Les observables de référence qui ont été choisies sont les suivantes : distributions de charge, multiplicités de particules légères et de fragments de charge  $Z \geq 3$ , charge du fragment le plus lourd, charge collectée sous forme de fragments ( $Z_{bound}$ ) calculé avec les charges  $Z \geq 3$  et  $Z \geq 6$ .

La figure VI.6 présente la comparaison des données expérimentales (trait plein) avec le modèle (trait pointillé) pour les paramètres suivants : une taille de source égale à 86, une énergie d'excitation égale à 6.2 AMeV, sans énergie collective d'expansion radiale. Les paramètres d'entrée du modèle ne sont pas indépendant et la taille de la source varie dans le même sens que l'énergie d'excitation (pour obtenir une reproduction satisfaisante des données). La masse de la source a été fixée à 215. Cependant, il faut noter que des tests ont été effectués en utilisant plusieurs valeurs pour la masse mais les résultats obtenus sont identiques. De plus, compte tenu des comparaisons restreintes que nous pouvons effectuer (domaine angulaire), aucun essai concernant le volume du freeze-out n'a été effectué car la sensibilité (que nous avons testée) des observables n'est pas suffisante. Le volume choisi est alors le volume standard égal à  $3V_0$ , soit une densité égale à  $\rho_0/3$ .

Les distributions de charge, figure VI.6 a), ont globalement la même forme. Le modèle sous-estime légèrement la production de fragments légers, figure VI.6 c) ainsi que la production de particules légères b). La charge du plus gros fragment d) ainsi que les charges collectées sous forme de fragments e) et f) sont quant à elle bien reproduites. Il faut noter que si la vitesse de recul est la vitesse centre de masse de la réaction, les distributions se superposent moins bien, bien que l'accord reste correct, ce qui, compte tenu du domaine angulaire choisi est compréhensible.

Les valeurs des paramètres d'entrée de SMM prises ici pour la comparaison sont le meilleur compromis (source de charge 86 avec une énergie d'excitation de 6.2 AMeV), cependant la charge de la source peut être comprise entre 82 et 90 avec des énergies d'excitation comprise entre 6 et 6.5 AMeV, tout en conservant un accord correct. La faible possibilité de comparaison ne nous permet pas de trancher, mais permet néanmoins de fixer la gamme de reproduction des données.

### B.1.2 Comparaison des variables statiques à 90 AMeV

Les paramètres du modèle SMM pour reproduire les données Ni + Au à 90 AMeV ont été déterminés de la même manière que dans le paragraphe précédent :  $Z=86$ ,  $A=215$ ,  $E^*=8$  AMeV, pas d'énergie radiale,  $3V_0$  pour le volume de freeze-out (là encore, nous n'avons pas essayé de varier ce paramètre). La vitesse de recul pour les données expérimentales

# Ni + Au 52 A.MeV, SMM $Z=86$ $E^*=6.2$ A.MeV

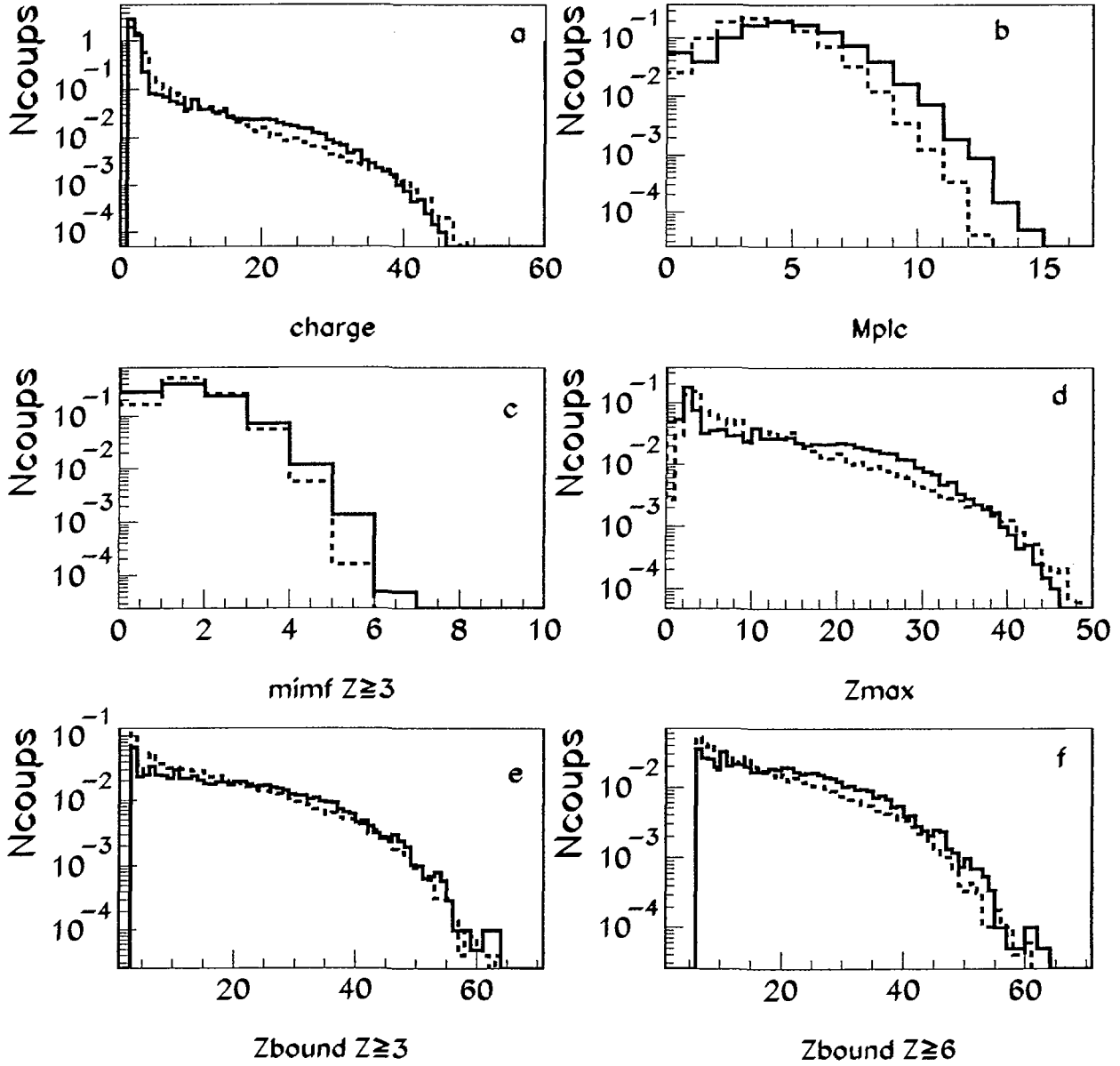


Figure VI.6: Distribution de charge, a), de multiplicité de particules légères chargées ( $Z \leq 2$ ), b) et de fragments ( $Z \geq 3$ ), c)  $Z_{max}$  d) et  $Z_{bound}$  avec  $Z \geq 3$  e) et avec  $Z \geq 6$  f), pour les données expérimentales du système Ni + Au à 52 A.MeV (trait plein) et pour la simulation (trait pointillé) dans le domaine angulaire compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.

# Ni + Au 90 A.MeV, SMM $Z=86$ $E^*=8$ A.MeV

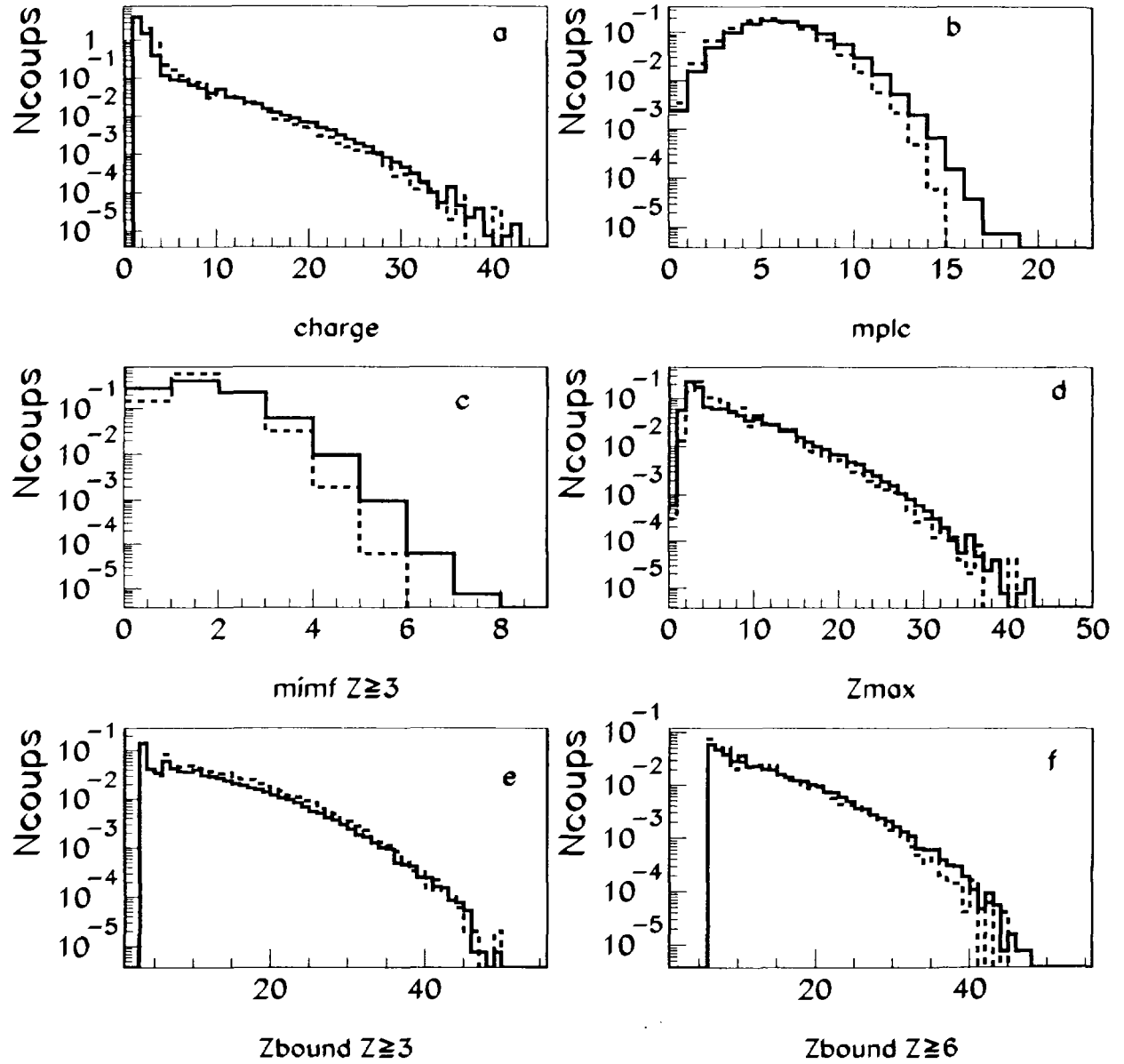


Figure VI.7: *Distribution de charge (a), de multiplicité de fragments de charge  $\geq 3$  (b) et  $\geq 6$  (c),  $Z_{max}$  (d) et  $Z_{bound}$  avec  $Z \geq 3$  (e) et avec  $Z \geq 4$  (f), pour les données expérimentales du système Ni + Au à 90 A.MeV (trait plein) et pour la simulation (trait pointillé) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  dans le centre de masse.*

et simulées est celle obtenue à partir des spectres de protons (2.25 cm/ns). Le domaine angulaire dans le centre de masse étant compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$ , nous n'avons quasiment pas de variation des distributions en fonction de la valeur choisie pour le centre de masse.

La figure VI.7 représente les comparaisons entre les données expérimentales et simulées : les distributions de charges (a) se superposent très bien (le modèle produit toujours un peu plus de fragments légers). Les multiplicités de particules légères sont comparables b). La production de fragments de charge  $Z \geq 3$  est supérieure dans la simulation (c), alors que pour les charges  $Z \geq 6$  les valeurs moyennes sont quasi-identiques (non présentée). Les distributions de charge du fragment le plus lourd (d) et des charges collectées sous forme de fragments  $Z \geq 3$  (e) et  $Z \geq 6$  (f) sont aussi reproduites. Cependant, comme à 52 AMeV, nous avons une certaine latitude concernant la taille de la source dont le meilleur compromis est  $Z=86$  avec une incertitude de 5 unités de charge et une énergie d'excitation de 7.7 AMeV avec une incertitude de l'ordre de 0.3 AMeV. Le tableau VI.1 résume les différents paramètres que nous venons de déterminer. Il est important de noter que les intervalles de confiance donné entre parenthèses pour la taille de la source et l'énergie d'excitation thermique ne sont pas indépendants : en effet, pour reproduire correctement les données, ces deux paramètres doivent évoluer dans le même sens (par exemple à 52 AMeV, la reproduction des données est également correcte en prenant le couple de paramètres suivant :  $Z_0=92$  et  $E^*=7$  AMeV).

Energie	Charge	Masse	Energie d'excitation	$E_{radiale}$	$V_{freeze-out}$
52 AMeV	86 (4)	215	6.2 (0.3)	0.	$3V_0$
90 AMeV	86 (6)	215	7.7 (0.3)	0.	$3V_0$

TAB. VI.1 - Paramètres d'entrée (charge et masse de la source, énergie d'excitation thermique, énergie collective d'expansion radiale  $E_{radiale}$ , volume du freeze-out  $V_{freeze-out}$ ) du modèle statistique SMM utilisés pour reproduire les données du système Ni + Au à 52 et 90 AMeV. Les valeurs entre parenthèses donne l'intervalle de confiance déterminé expérimentalement (voir texte).

### B.1.3 Comparaison à 52 AMeV sur les variables cinématiques

Les paramètres du modèle ont été déterminés à partir des variables statiques, (cf tableau VI.1). Les comparaisons avec les variables cinématiques sont une fois encore restreintes compte tenu du domaine angulaire accessible pour les fragments ( $60^\circ$ - $90^\circ$ ). Nous allons donc comparer les distributions en énergie cinétique dans le centre de masse ainsi que les distributions en énergie transverse (qui sont alors pratiquement équivalentes dans ce domaine angulaire).

La figure VI.8 présente la comparaison des énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse calculé à partir des spectres des protons (les résultats pour la vitesse centre

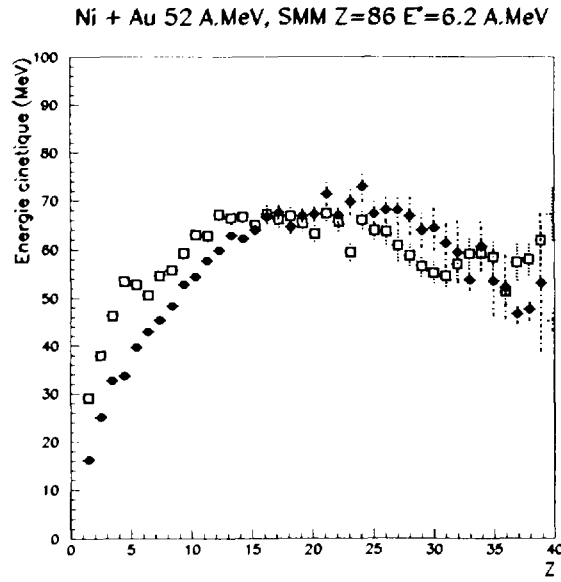


Figure VI.8: Comparaison des énergies cinétiques moyennes dans le centre de masse des données INDRA Ni + Au 52 A.MeV (carrés) et simulation SMM (points) dans le domaine angulaire compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.

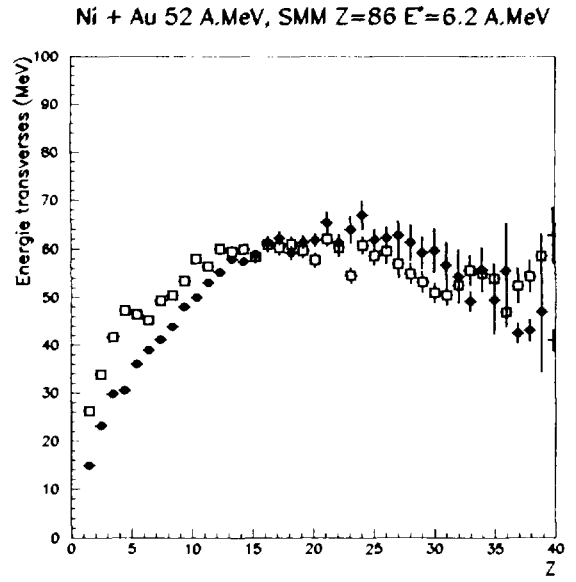


Figure VI.9: Comparaison des énergies transverses moyennes des données INDRA Ni + Au 52 A.MeV (carrés) et simulation SMM (points) dans le domaine angulaire compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.

de masse de la réaction sont identiques) pour les données expérimentales sélectionnées et le modèle SMM. Les profils en énergie cinétique moyenne sont identiques pour les fragments de charge supérieures à 10. Pour les charges inférieures à 10, les énergies cinétiques moyennes sont systématiquement sous-estimées dans le modèle. Des tests ont été effectués afin de comprendre cet effet, il s'est avéré impossible de reproduire simultanément les profils d'énergie cinétique moyenne et la distribution de charge expérimentale. L'hypothèse d'avoir des fragments de charge  $Z=10$  émis hors équilibre dans le domaine angulaire considéré ( $60^\circ$ - $90^\circ$ ) est possible, tout comme le fait que ces particules et fragments légers peuvent être émis par le complexe allant vers le freeze-out. La comparaison des énergies transverses, figure VI.9 conduit à la même constatation, ce qui infirme un problème lié à l'indétermination du centre de masse. Une autre hypothèse concernant la présence d'énergie radiale auto-similaire dans les données a été également testée, comme précédemment observé dans d'autres systèmes, à des énergies incidentes comparables ([MARIE95]). La figure VI.10 présente les résultats obtenus avec SMM intégrant une énergie radiale auto-similaire de 0.5 A.MeV; si les énergies cinétiques moyennes des fragments légers sont alors mieux reproduites, la divergence au-delà de  $Z=10$  est telle que cette hypothèse est réfutée sans ambiguïté.

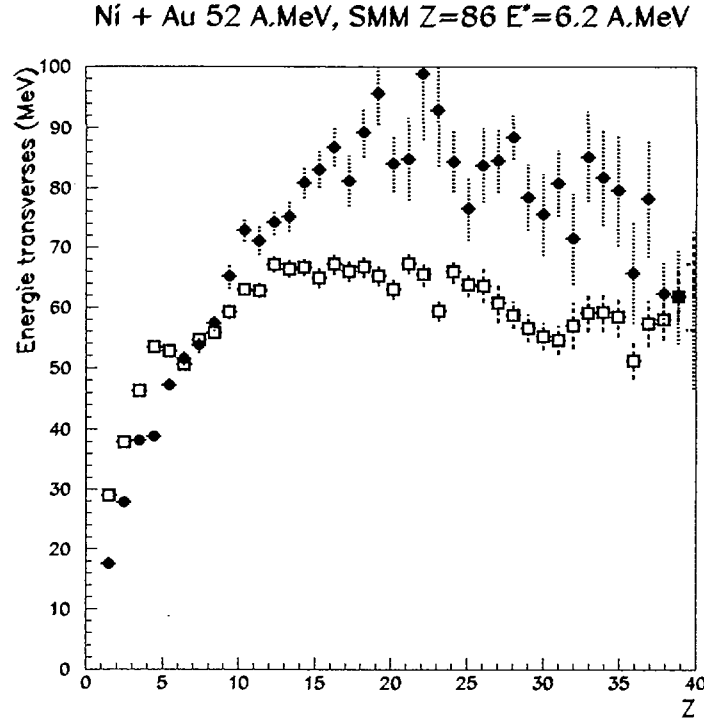


Figure VI.10: *Energies cinétiques moyennes en fonction de la charge pour les données du système Ni + Au à 52 A.MeV (carré) et pour la simulation avec 0.5 A.MeV d'énergie collective radiale (points) dans le domaine angulaire compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.*

#### B.1.4 Comparaison des variables cinématiques à 90 A.MeV

Les figures VI.11 et VI.12 présentent respectivement les énergies cinétiques et transverses moyennes à partir du repère déduit des spectres de protons (les résultats obtenus à partir de la vitesse centre de masse de la réaction sont identiques) pour les données expérimentales Ni + Au à 90 A.MeV et pour la simulation SMM avec les paramètres précédemment définis dans le tableau VI.1. Les deux figures apportant la même information, seule la figure VI.11 sera commentée. Les distributions se superposent à partir de la charge  $Z=12$ . Par contre, comme à 52 A.MeV, les énergies des particules légères et fragments légers sont sous-estimées par le modèle, ce qui laisse supposer qu'une émission avant que le système n'atteigne le freeze-out, non décrite par le modèle actuel, se produise. La figure VI.13 présente les spectres énergétiques pour les protons (a), les alphas (b), les fragments de charge égale à 5 (c), de charge comprise entre 7 et 10 (d), de charge comprise entre 10 et 15 (e) et de charge comprise entre 15 et 20 (f). L'accord entre les données expérimentales et la simulation est d'autant meilleur que la charge du fragment considéré est grande, ce qui confirme la remarque précédente concernant les émissions hors équilibre ou avant le freeze-out. En ce qui concerne les spectres des protons et alphas, on peut



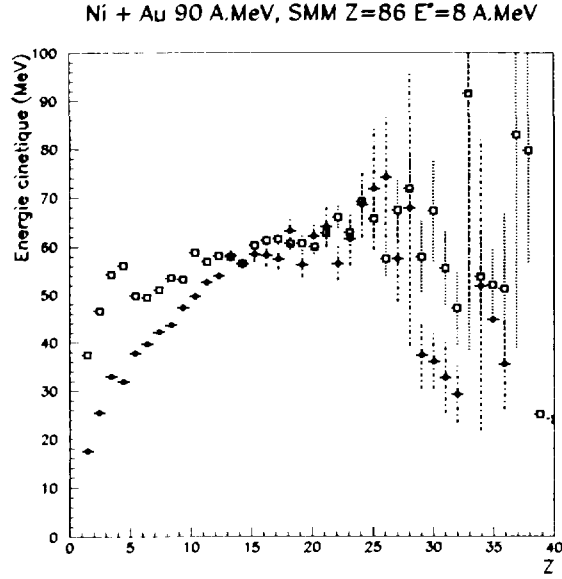


Figure VI.11: Comparaison des énergies cinétiques moyennes en fonction de la charge dans le centre de masse des données INDRA Ni + Au 90 A.MeV (carrés) et simulation SMM (points) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  dans le centre de masse.

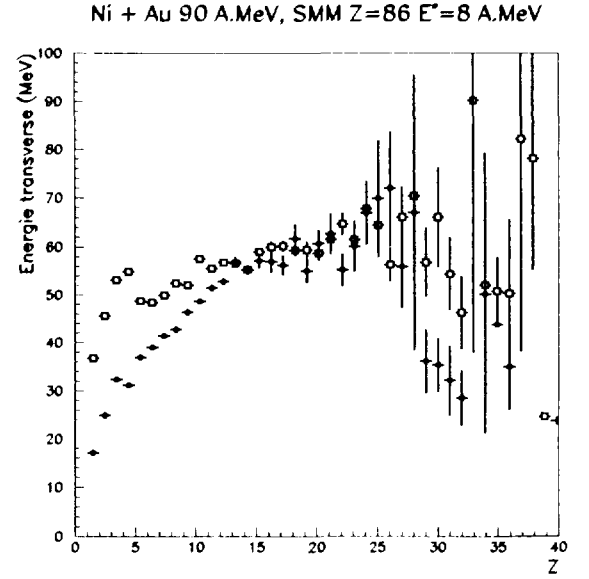


Figure VI.12: Comparaison des énergies transverses moyennes en fonction de la charge des données INDRA Ni + Au 90 A.MeV (carrés) et simulation SMM (points) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  dans le centre de masse.

noter une extension beaucoup plus importante dans les données qui semble indiquer que ces particules de grande énergie sont émises avant la configuration du freeze-out décrite par SMM. Les figures VI.14 et VI.15 présentant les distribulaires angulaires des protons et des alphas respectivement dans le centre de masse indique effectivement qu'une part non négligeable de ces particules est émise de façon non isotrope, ce qui peut expliquer les caractéristiques énergétiques obtenues (asymétrie entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  de l'ordre de 2). On peut cependant noter que le modèle utilisé ne tient pas compte du moment angulaire du système ni d'une déformation possible de la source émettrice, qui eux aussi peuvent briser l'isotropie de la distribution angulaires des particules. Des corrélations entre particules et fragments auraient pu apporter de la lumière à ce phénomène d'émission avant le freeze-out ([SALOU97], [LE FEVRE97]) mais compte tenu des contraintes sévères de détection, ceci s'est avéré difficilement réalisable.

Ni + Au 90 A.MeV, SMM Z=86 E\*=8 A.MeV

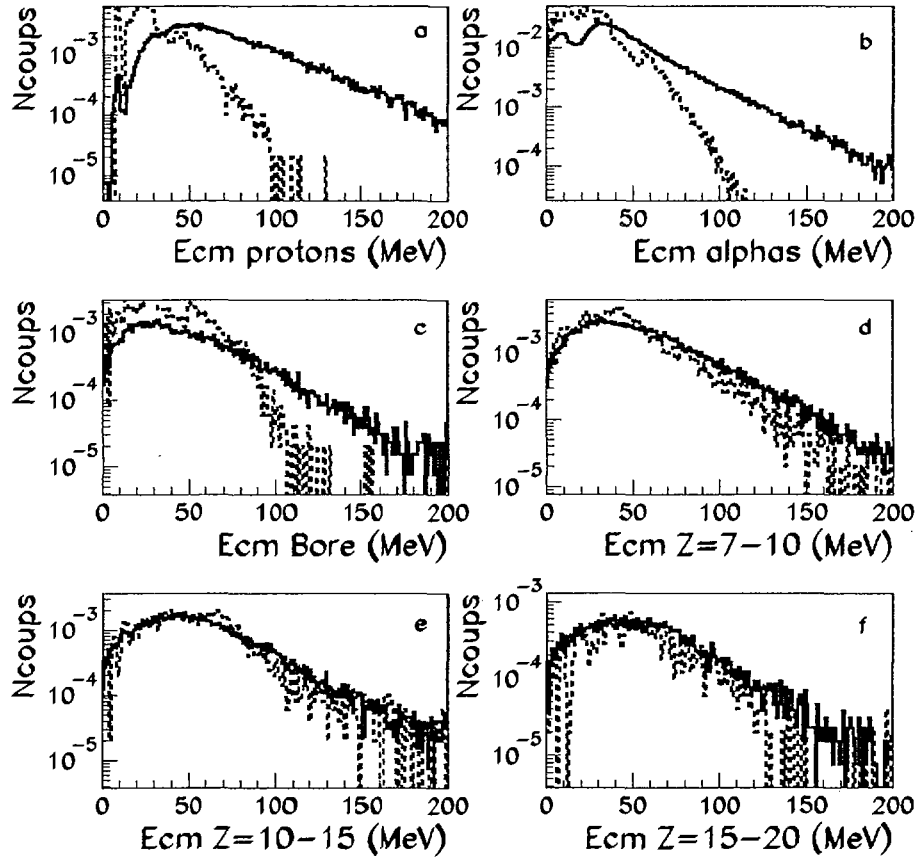


Figure VI.13: Spectres d'énergie cinétique dans le centre de masse pour les protons (a), les alphas (b), les  $Z=5$  (c),  $7 \leq Z \leq 10$  (d),  $10 \leq Z \leq 15$  (e) et  $15 \leq Z \leq 20$  (f) pour les données expérimentales du système Ni + Au à 90 A.MeV (trait plein) et pour la simulation (trait pointillé) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  dans le centre de masse. Les spectres sont normalisés au même nombre d'événements.

## B.2 Conclusions concernant la comparaison des données expérimentales et du modèle SMM

La comparaison entre les données expérimentales et simulées nous a permis de déterminer la charge de la source (avec une incertitude de l'ordre de 5 unités de charge) ainsi que l'énergie d'excitation sous forme thermique pour les deux énergies incidentes (52 et 90 A.MeV) du système Ni + Au (voir le tableau VI.1).

A 52 A.MeV tout comme à 90 A.MeV, la comparaison des énergies cinétiques dans le centre de masse et des énergies transverses avec les prédictions du modèle permet d'affirmer

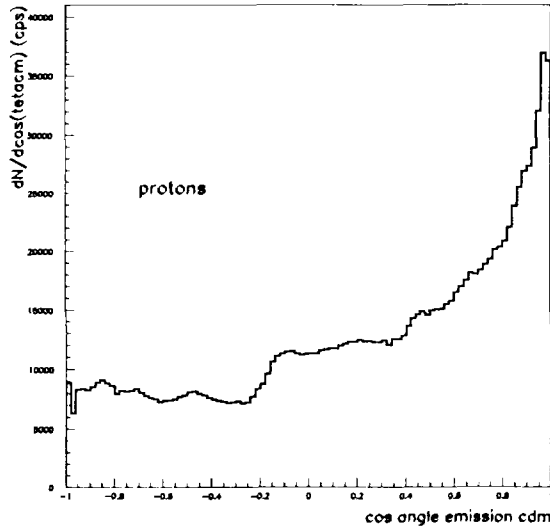


Figure VI.14: *Cosinus de l'angle d'émission des protons dans le centre de masse pour le système Ni + Au à 90 AMeV.*

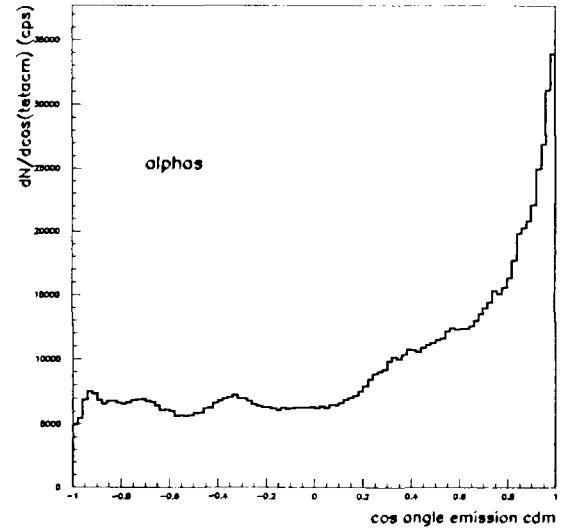


Figure VI.15: *Cosinus de l'angle d'émission des alphas dans le centre de masse pour le système Ni + Au à 90 AMeV.*

que nous ne sommes pas en présence d'énergie radiale pour les fragments dans les données expérimentales.

Nous n'avons pas réussi à reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments légers ( $Z < 10$ ) qui sont systématiquement plus élevées dans les données que dans la simulation. Nous pouvons attribuer ce désaccord à deux phénomènes. Le premier est lié à une composante de pré-équilibre, focalisée aux angles avant, mais dont on pourrait supposer qu'elle subsiste également dans le domaine angulaire étudié ( $60^\circ$ - $90^\circ$  et  $75^\circ$ - $105^\circ$  à 52 et 90 AMeV respectivement). L'autre phénomène est liée à l'émission de particules avant la formation des fragments, lorsque la source est en expansion et qu'elle est donc fortement excitée. Ce phénomène a déjà été mis en évidence [LE NEINDRE00] et peut être décrit dans le cadre d'un scénario de "source d'émission en expansion". En ce qui concerne les fragments, l'absence de composante d'expansion radiale peut être interprétée comme le résultat d'une phase de compression faible (comparée à des systèmes symétriques) qui conduit tout de même le système à multifragmenter à la suite de l'expansion résultante lorsque le système atteint la configuration du freeze-out où toute l'énergie du système serait alors dissipée.

A présent, nous allons comparer les données Ni + Au avec le système Xe + Sn à 50 AMeV (ce système se situant à une énergie incidente par nucléon comparable à 52 AMeV et étant d'asymétrie différente, où une énergie collective radiale de 2 AMeV a été mise en évidence [MARIE95]) afin d'évaluer, notamment, l'influence de l'énergie collective

d'expansion radiale sur le processus de multifragmentation.

## C Comparaison avec Xe + Sn à 50 AMeV

Nous effectuerons des comparaisons entre les systèmes Ni + Au et Xe + Sn à partir des variables relatives aux fragments, (voir paragraphe A.2), comme précédemment.

### C.1 Comparaison à même énergie incidente par nucléon

Les comparaisons des deux lots de données expérimentales sélectionnées avec l'A.C.P. (collisions les plus violentes), des systèmes Ni + Au à 52 AMeV et Xe + Sn à 50 AMeV sont effectuées dans le domaine angulaire compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse. Pour le système Xe + Sn le dispositif expérimental n'altère pas les distributions d'autant plus que la majorité de la détection s'effectue dans les couronnes 2 à 9 [BOURIQUET00]. La vitesse de recul pour le système Ni + Au est celle obtenue à partir des spectres des protons alors que celle du système Xe + Sn est la vitesse centre de masse de la réaction (le système est quasiment symétrique).

Les distributions de charge ainsi obtenues sont totalement différentes (figure VI.16 a) : la distribution du système Xe + Sn a une décroissance beaucoup plus rapide avec une production de fragments légers plus importante. Corroborant ce résultat, les multiplicités de fragments (b) sont plus élevées pour Xe + Sn. Par contre, la taille du fragment le plus lourd (c) et la charge collectée sous forme de fragments de charge  $Z \geq 3$  (d) présentent des extensions plus grandes dans le système Ni + Au, ce qui indique un processus de fragmentation moins violent. De plus, la multiplicité de particules légères est plus faible pour le système Ni + Au (b).

Les énergies cinétiques (figure VI.17) (ou transverses (figure VI.18)) moyennes présentent des caractéristiques différentes entre les deux systèmes. Une forte divergence au delà de  $Z=3$  apparaît que l'on peut expliquer par l'absence de flot radial dans les données du système Ni + Au. Pour les charges légères ( $Z \leq 2$ ) du système Ni + Au, les énergies cinétiques sont du même ordre pour les deux systèmes, elles seraient donc liées à la dynamique de la réaction (mémoire de la voie d'entrée). Ceci semble indiquer qu'une contribution non négligeable de ces espèces pourrait être émise dès les premiers instants de la collision.

#### • Conclusion

A la même énergie de bombardement par nucléon, la fragmentation des deux systèmes Ni + Au et Xe + Sn est totalement différente que ce soit en ce qui concerne les espèces de charge supérieure ou égale à 3, que ce soit en nombre mais aussi en énergie moyenne. De plus, on peut noter l'absence d'énergie radiale collective pour celles-ci pour le système asymétrique Ni + Au. L'émission d'une contribution non négligeable des particules lé-

# Ni + Au 52 A.MeV et Xe + Sn 50 A.MeV

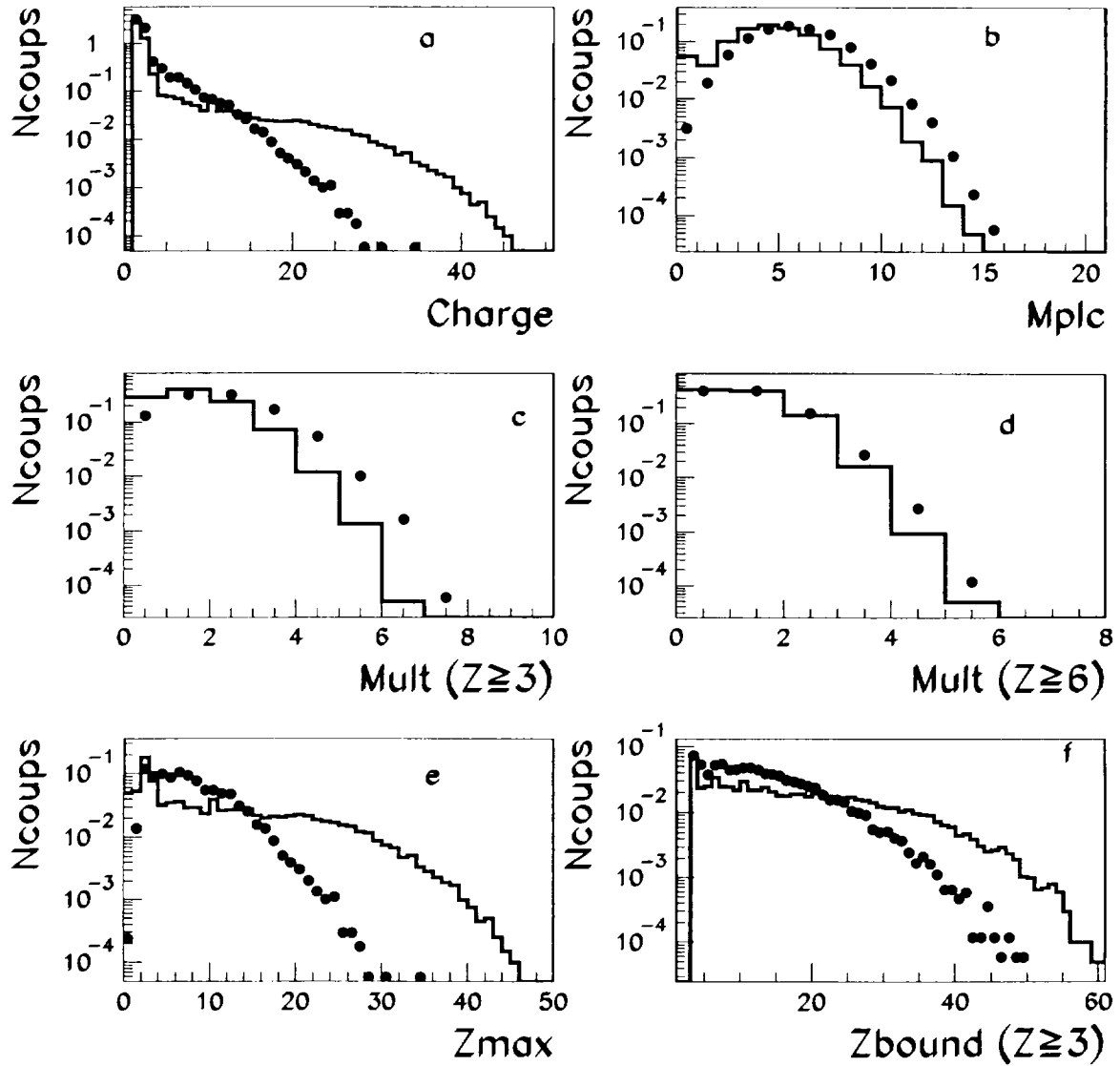


Figure VI.16: *Distribution de charge a), multiplicité de particules légères chargées b), multiplicité de fragments de charge  $Z \geq 3$  c), multiplicité de fragments de charge  $Z \geq 6$  d), Charge du plus gros fragment e), charge collectée sous forme de fragment de charge  $Z \geq 3$  f) pour les données expérimentales du système Ni + Au à 52 A.MeV (trait plein ou carrés) et du système Xe + Sn à 50 A.MeV (points) dans le domaine angulaire compris entre  $60^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.*

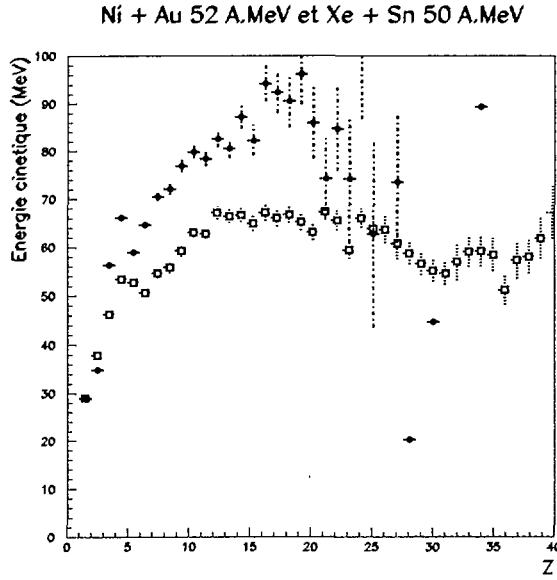


Figure VI.17: *Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse pour les données expérimentales du système Ni + Au à 52 A.MeV (carrés) et du système Xe + Sn à 50 A.MeV (points) dans le domaine angulaire compris entre 60° et 90° dans le centre de masse.*

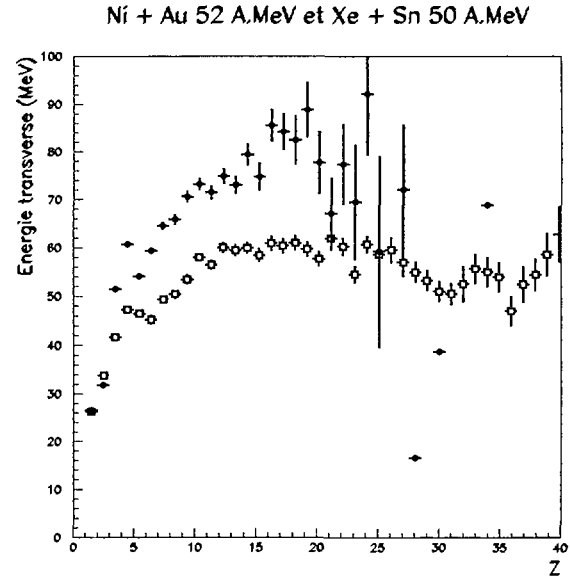


Figure VI.18: *Energies transverses moyennes dans le centre de masse pour les données expérimentales du système Ni + Au à 52 A.MeV (carrés) et du système Xe + Sn à 50 A.MeV (points) dans le domaine angulaire compris entre 60° et 90° dans le centre de masse.*

gères ( $Z \leq 2$ ) semble être fortement liée à la dynamique de la collision puisque leur énergie cinétiques moyennes sont identiques pour les deux systèmes. En effet, une partie de ces particules légères semble être émise dès les premiers instants de la collision dans les deux systèmes.

## C.2 Comparaison entre Ni + Au à 90 A.MeV et Xe + Sn à 50 A.MeV

La figure VI.19 présente la comparaison des données expérimentales Ni + Au à 90 A.MeV et Xe + Sn à 50 A.MeV. Les vitesses de recul sont calculées de la même façon que dans le paragraphe précédent. Les distributions de charge (figure VI.19 (a)), ont des pentes pratiquement semblables (pour le système Xe + Sn, la décroissance demeure plus forte) avec une production de fragments de charge inférieure à 15 plus importante, comme le montre également les multiplicités de fragments de charge  $Z \geq 3$  (c) et  $Z \geq 6$  (d). Les distributions du fragment le plus lourd (e) sont relativement identiques, tout comme celles de la charge collectée sous forme de fragments  $Z \geq 3$  (f). La multiplicité des particules légères est quant à elle identique dans les deux cas (b). Les processus de fragmentation des deux

# Ni + Au 90 A.MeV et Xe + Sn 50 A.MeV

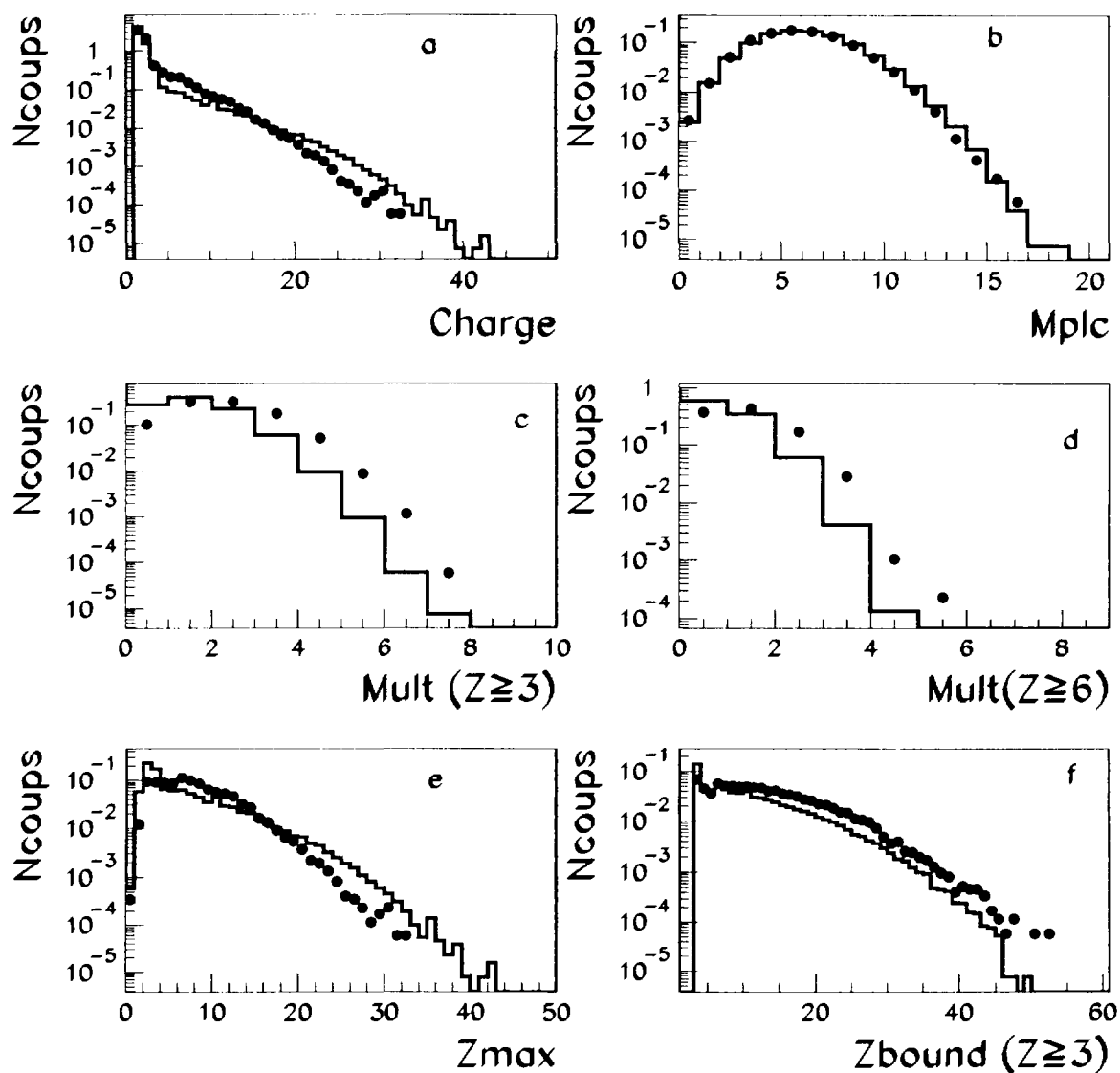


Figure VI.19: *Distribution de charge a), multiplicité de particules légères chargées b), multiplicité de fragments de charge  $Z \geq 3$  c), multiplicité de fragments de charge  $Z \geq 6$  d), charge du plus gros fragment e) et charge collectée sous forme de fragment de charge  $Z \geq 3$  f) pour les données expérimentales du système Ni + Au à 90 A.MeV (trait plein) et du système Xe + Sn à 50 A.MeV (points) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $105^\circ$  dans le centre de masse.*

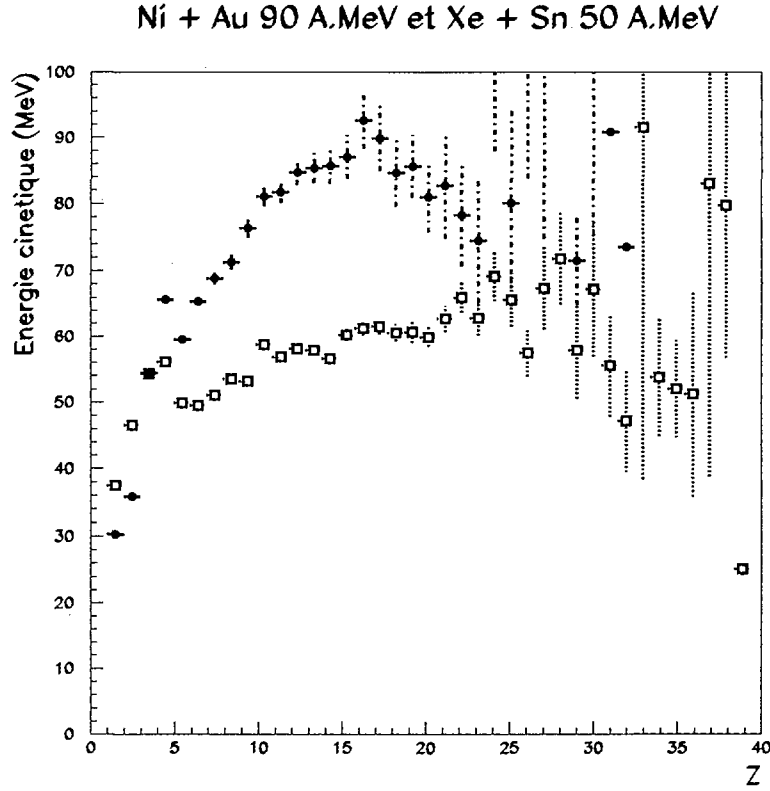


Figure VI.20: *Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse pour les données expérimentales du système Ni + Au à 90 A.MeV (carrés) et du système Xe + Sn à 50 A.MeV (points) dans le domaine angulaire compris entre 75° et 105° dans le centre de masse.*

systèmes semblent ici relativement proches.

Cependant, les énergies cinétiques moyennes (comme les énergies transverses) (figure VI.20) présentent de fortes divergences.

En ce qui concerne les fragments de charge supérieures ou égales à 5, l'absence de mouvement collectif radial pour le système Ni + Au en est certainement la cause. En effet, dans de précédentes études [MARIE95], [SALOU97] il a été montré qu'une énergie collective radiale de l'ordre de 2 A.MeV était présente dans le système Xe + Sn à 50 A.MeV. On peut attribuer ce phénomène à des temps de fragmentation différents dans les deux systèmes : pour le système symétrique la fragmentation apparaît plus tôt, toutes les espèces subissent alors un mouvement collectif radial alors que pour le système asymétrique on peut supposer que, si la fragmentation intervient plus tard (ou le volume de freeze-out est plus grand) toute l'énergie disponible a eu le temps de se dissiper dans le système.

En ce qui concerne les énergies moyennes des particules légères, elles sont plus élevées



pour le système  $\text{Ni} + \text{Au}$  que pour  $\text{Xe} + \text{Sn}$ . On peut attribuer cet effet à deux causes. La première hypothèse rejoint celle énoncée dans le paragraphe C.1, à savoir qu'une forte contribution des particules légères est émise dès les premiers instants de la collision et reflète ainsi la mémoire de la voie d'entrée. Les particules émises dans ces conditions ont donc des énergies plus élevées dans le système  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 90 AMeV que dans le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 AMeV.

La deuxième hypothèse concerne les temps d'émission de ces particules qui peuvent être différents: en effet si on suppose qu'une partie de ces particules sont émises avant la configuration de freeze-out, la différence observée entre les deux systèmes peut provenir de temps différents de fragmentation qui peuvent se traduire par des volumes différents de freeze-out (comme nous venons de l'indiquer précédemment); dans le système  $\text{Xe} + \text{Sn}$ , système symétrique, la collision peut être plus violente dans le sens où le système arrive plus rapidement au freeze-out (le volume peut être plus petit). Dans le système asymétrique, si le temps de fragmentation est plus long (ou le volume de freeze-out plus grand) plus de particules légères peuvent s'échapper avec des énergies plus grandes (dont une partie peut être sous forme collective radiale).

### • Conclusion

On retrouve ici l'absence d'énergie collective radiale pour le système  $\text{Ni} + \text{Au}$  alors que la part thermique de l'énergie d'excitation semble être du même ordre (au vu des distributions de charge et de multiplicités). La fragmentation semble donc être gouvernée par l'énergie d'excitation thermique.

Les particules légères sont beaucoup plus sensibles à la dynamique de la collision car une contribution non négligeable de celles-ci semble être émise soit dès les premiers instants de la collision, soit avec des temps d'émission différents, soit avec ces deux phénomènes simultanément.

## C.3 Comparaison entre $\text{Ni} + \text{Au}$ à 52 AMeV et 90 AMeV

La comparaison des énergies cinétiques moyennes pour le système  $\text{Ni} + \text{Au}$  aux deux énergies 52 AMeV et 90 AMeV doit s'effectuer dans le même domaine angulaire centre de masse. Or nous avons vu, paragraphe A.2, que le domaine optimal de détection des fragments ne correspond pas aux mêmes angles centre de masse de réaction. Nous avons donc décidé d'effectuer la comparaison en se restreignant au domaine angulaire de détection optimal commun aux deux systèmes considérés, à savoir  $75^\circ$ - $90^\circ$ .

La figure VI.21 présente la comparaison de variables statiques pour le système  $\text{Ni} + \text{Au}$  entre les deux énergies incidentes 52 AMeV (trait plein) et 90 AMeV (points). Les distributions de charges (a), de multiplicité de particules légères (b) et de la charge du fragment le plus lourd (d) sont différentes. Cependant les distributions de fragments sont quasiment identiques (c), ce qui indique une saturation du nombre de fragments produits avec l'énergie disponible (plus l'énergie disponible est grande plus les fragments sont petits

## Ni + Au 52 AMeV et 90 AMeV

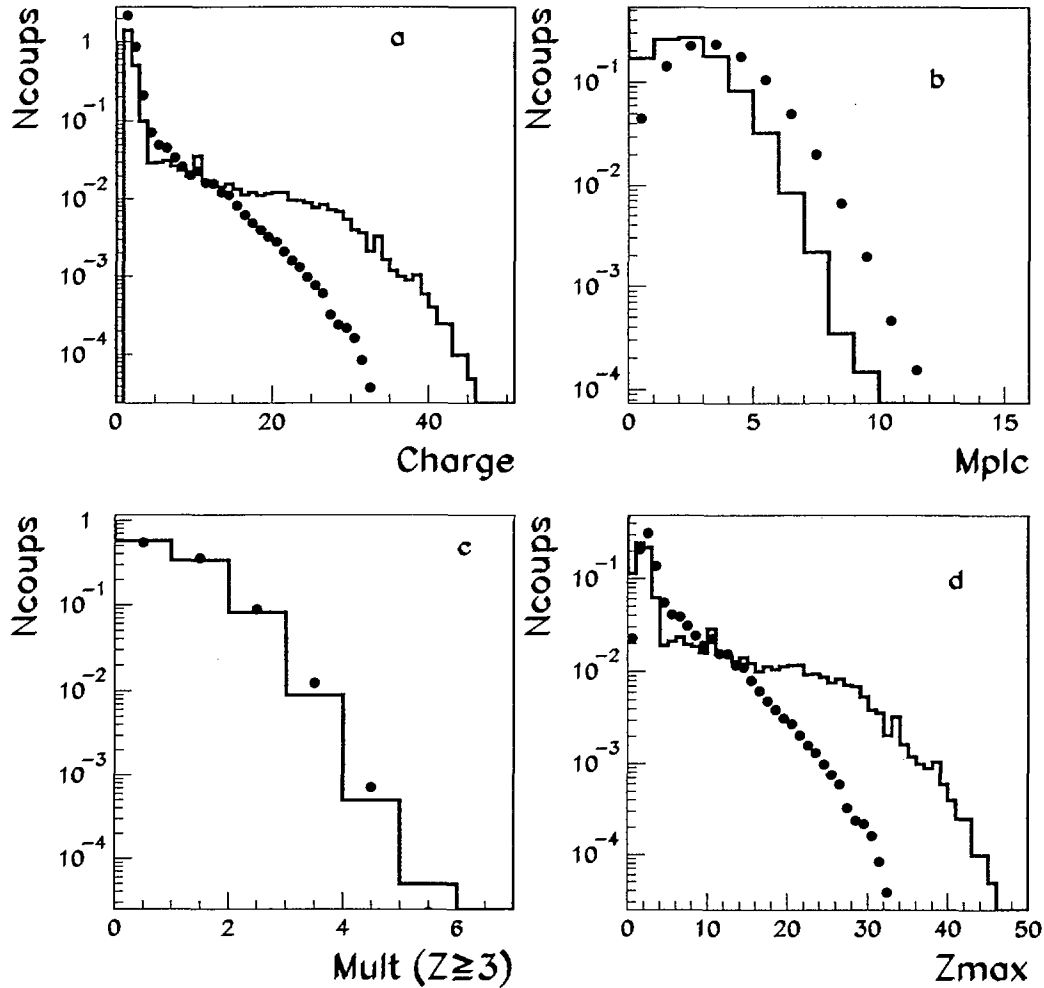


Figure VI.21: *Distribution de charge a), multiplicité de particules légères b), multiplicité de fragments ( $Z \geq 3$ ) c) et charge du fragment le plus lourd d) dans le centre de masse pour les données expérimentales du système Ni + Au à 52 AMeV (trait plein) et à 90 AMeV (points) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.*

mais leur nombre ne change pas.

Les énergies cinétiques moyennes (figure VI.22) des fragments ( $Z \geq 5$ ) sont globalement identiques. Ce résultat conforte l'hypothèse d'absence d'énergie collective radiale pour les fragments dans le système Ni + Au. Par contre, les énergies moyennes des particules légères à 52 AMeV sont plus faibles qu'à 90 AMeV. On peut remarquer que la dépendance de l'énergie moyenne des particules légères évolue dans le même sens que l'augmentation

## Ni + Au 52 AMeV et 90 AMeV

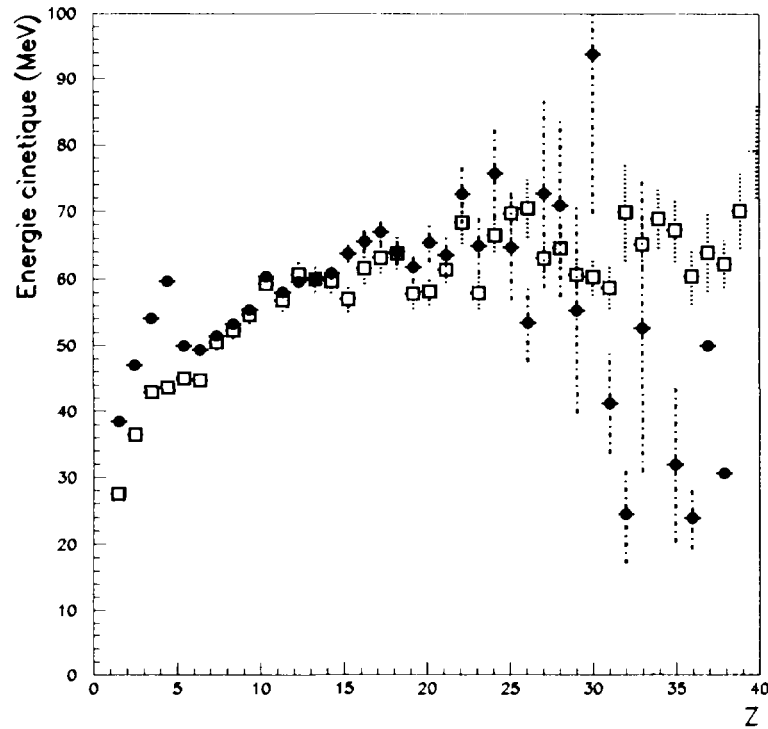


Figure VI.22: *Energies cinétiques moyennes dans le centre de masse pour les données expérimentales de multifragmentation du système Ni + Au à 52 AMeV (carrés) et à 90 AMeV (points) dans le domaine angulaire compris entre  $75^\circ$  et  $90^\circ$  dans le centre de masse.*

de l'énergie incidente. Il semblerait que les particules légères soient effectivement émises (pour une partie en tout cas) par un phénomène hors équilibre (émission dès les premiers instants de la collision) qui reflète l'énergie incidente de la collision.

### • Conclusion

Pour un même système asymétrique (Ni + Au), nous venons de mettre en évidence qu'il existe une saturation du nombre de fragments produits quand l'énergie incidente augmente de 52 AMeV à 90 AMeV bien que la fragmentation du système soit différente : les fragments produits sont plus petits quand l'énergie est plus grande. Les énergies moyennes de ces fragments sont identiques pour les deux énergies incidentes. Nous pouvons donc en conclure que nous ne sommes pas en présence d'énergie collective radiale dans le système Ni + Au.

En ce qui concerne les particules légères, on retrouve l'effet précédemment obtenu, à savoir que les énergies moyennes augmentent avec l'énergie incidente. Les deux systèmes

étant identiques, un effet lié à la voie d'entrée (énergie incidente) peut être avancé. Le rapport entre les énergies cinétiques laboratoires des particules légères varie en effet dans le même sens que le rapport des énergies incidentes. Ceci indique donc une émission importante de particules légères dès les premiers instants de la collision et donc liée à la dynamique de la voie d'entrée

## D Conclusions globales concernant les comparaisons

Le dispositif expérimental permet d'effectuer pour le système asymétrique Ni + Au de 52 AMeV à 90 AMeV des comparaisons avec un modèle statistique (SMM) ainsi qu'avec des données expérimentales issues d'un autre système.

Nous avons pu effectuer des comparaisons avec le modèle SMM qui nous ont permis de déterminer la taille de la source et son énergie d'excitation : à 52 AMeV la source a une charge de l'ordre de 86 avec une énergie d'excitation de 6.2 AMeV alors qu'à 90 AMeV, la taille de la source est du même ordre (86) avec une énergie d'excitation de 8 AMeV. L'absence d'énergie collective d'expansion radiale a pu être mise en évidence à partir de ces simulations.

Une comparaison a été parallèlement effectuée avec le système quasi-symétrique Xe + Sn à 50 AMeV dont le nombre total de nucléons est quasiment égal à celui du système Ni + Au. La comparaison de ce système avec les systèmes Ni + Au à 52 AMeV et à 90 AMeV nous a permis de mettre en évidence expérimentalement, cette fois, l'absence d'énergie collective radiale pour les fragments, ce que la comparaison avec le modèle SMM montrait déjà. La comparaison entre les systèmes Ni + Au à 90 AMeV et Xe + Sn à 50 AMeV montre que la partie thermique de l'énergie d'excitation est du même ordre dans les deux cas (fragmentation équivalente), elle confirme donc l'hypothèse d'un découplage entre l'énergie d'excitation d'origine thermique et l'énergie collective radiale. De plus, cette comparaison a permis de souligner des différences quant à la production de particules légères : les particules légères émises en nombre identique ont des énergies cinétiques différentes, ce qui indique un mécanisme différent de production dans les deux cas. Les comparaisons entre les deux énergies incidentes du système Ni + Au et entre le système Ni + Au à 52 AMeV et Xe + Sn à 50 AMeV a permis de mieux appréhender ce phénomène et d'avancer deux hypothèses :

- soit une partie des particules légères est émise lors de la phase d'expansion consécutive à la phase de compression dans le système Ni + Au. En effet, la compression étant plus faible, la phase d'expansion est plus longue (ou le volume de freeze-out est plus petit) et laisse le temps au système d'émettre des particules de grande énergie, dans le cadre d'un scénario de source émettrice en expansion, ce qui n'est pas le cas pour les fragments (on peut supposer alors que le temps auquel intervient le freeze-out est suffisamment long pour que la trace de toute expansion radiale soit gommée)

- soit une partie des particules légères est émises dès les premiers instants de la collision et reflète clairement la dynamique de la réaction.

Quelque soit l'hypothèse ceci souligne clairement que le comportement des particules légères est différent de celui des fragments : les particules légères sont beaucoup plus sensibles à la voie d'entrée et peuvent ainsi via leur temps d'émission sans doute permettre d'accéder à des informations concernant les temps de formation des fragments.

## *Conclusion*

## Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons étudié la fragmentation du système nucléaire Ni + Au lors des collisions les plus violentes aux énergies comprises entre 32 à 90 AMeV. Les données ont été récoltées à l'aide du multidétecteur INDRA, qui grâce à sa grande acceptance, nous a permis de mettre en évidence des effets inattendus concernant la dynamique de ces collisions et sur les modes de désintégration associés.

Dans ce genre d'étude, il est crucial de sélectionner le lot d'événements expérimentaux candidats au phénomène que nous voulons décrire, à savoir la multifragmentation d'une source (unique) clairement identifiée. Ceci n'est possible qu'en accédant à une quantité d'information suffisante, d'où le prérequis indispensable de détecter la majorité des produits de la réaction ou du moins, comme c'est le cas ici, de récupérer suffisamment des caractéristiques globales de l'événement pour atteindre une sélection efficace des différents mécanismes mis en jeu. Nous avons montré au cours de ce mémoire qu'une méthode basée sur une technique multidimensionnelle, l'Analyse en Composantes Principales (A.C.P.) a permis d'améliorer sensiblement la sélection des données (c'est le cas pour le système Xe + Sn). Nous avons ainsi pu sélectionner les collisions les plus violentes pour le système Ni + Au sans appliquer à priori un critère de complétude sur les données. Cette méthode a également mis en évidence la manière dont le détecteur classe les informations contenues de manière globale (par les variables du même nom) dans les réactions étudiées : le classement topologique des événements s'effectue via deux directions privilégiées, à savoir un axe colinéaire aux observables liées à la dissipation atteinte dans les collisions (multiplicités, énergies transverses, TKE...) et un deuxième axe lié aux observables associées à la complétude de la détection ( $Z_{tot}$ ,  $P_{ztot}$ ,  $Z_{qp}$ ...). Le positionnement des événements par rapport à ces deux axes (dans le plan principal) permet alors de les caractériser de manière globale.

L'utilisation de l'A.C.P. sur les données du système Ni + Au nous a permis de mettre en évidence la coexistence de deux mécanismes concurrents de désexcitation des collisions les plus violentes. Cette coexistence a été clairement vue à 32 AMeV et 52 AMeV alors qu'un seul des mécanismes demeure à 90 AMeV. La distinction des mécanismes se fait sur l'asymétrie en taille des deux plus gros fragments de l'événement. Dans le cas de la cassure très asymétrique, nous avons conclu à la présence d'un mécanisme de type résidu-évaporation ou fission-évaporation que nous avons qualifié de mécanisme de type "basse énergie" par analogie avec le mécanisme de fusion/fission-évaporation observé dans les collisions d'éner-

gie incidente inférieure à 20 AMeV. Une production peu importante de fragments est alors observée ( $<3$ ) alors qu'un nombre important de particules légères chargées sont émises. La désexcitation du système formé lors de ces collisions semble donc privilégier la voie évaporation au détriment de la voie émission de fragment.

Le second mécanisme observé est associé à une fragmentation plus importante du système (5.3 fragments émis en moyenne à 52 AMeV) avec des caractéristiques cinématiques des fragments indiquant une brisure simultanée d'une source unique, attestant un mécanisme de multifragmentation. Celui-ci est présent sur toute la gamme en énergie incidente de 32 à 90 AMeV. Parallèlement à ces deux mécanismes, la présence d'une composante anisotrope (focalisée aux angles avant) a été également mise en évidence pour les particules légères chargées et les fragments légers ( $Z < 10$ ). Nous avons qualifié cette contribution de composante de prééquilibre. Celle-ci est certainement reliée à la phase initiale de la collision. Nous avons présenté une méthode permettant de déconvoluer cette composante de la composante équilibrée (isotrope) présente pour les fragments les plus lourds. La part énergétique emportée par la composante de prééquilibre a ainsi été extraite, elle croît avec l'énergie incidente d'autant plus que l'on s'éloigne de l'énergie de Fermi. Il semblerait que ce soient les fluctuations liées à cette composante de prééquilibre, et donc les fluctuations du dépôt en énergie dans le système, qui déterminent le chemin de désexcitation suivi par le système (multifragmentation ou fission-évaporation).

En terme d'énergie stockée sous forme équilibrée (thermique), nous avons déterminé par un bilan calorimétrique, suivant différentes hypothèses de reconstruction du centre de masse, la gamme d'énergie d'excitation atteinte, comprise entre 5 et 8 AMeV suivant l'énergie incidente considérée. Il est important de noter qu'à 32 et 52 AMeV, la coexistence des deux mécanismes montre bien que dans cette gamme d'énergie d'excitation (entre 5 et 6 AMeV), la voie résidu-évaporation subsiste toujours bien que la multifragmentation soit le mode de désexcitation prédominant. Cette propriété doit être reliée à la coexistence de phases prédite théoriquement depuis plus de 15 ans [BONDORF85] et récemment observée expérimentalement dans le domaine des collisions noyau-noyau [D'AGOSTINO99], [LE NEINDRE00].

Nous avons ensuite plus particulièrement comparé les événements de multifragmentation (à 52 et 90 AMeV) avec tout d'abord les prédictions d'un modèle de multifragmentation statistique (SMM). Cela nous a permis de caractériser la taille de la source ainsi que l'énergie d'excitation nécessaire à la reproduction des variables statiques, soit 6.2 AMeV à 52 AMeV et 8 AMeV à 90 AMeV. L'un des résultats les plus intéressants est le fait qu'il n'y ait pas besoin d'invoquer une composante collective d'expansion radiale pour reproduire les énergies cinétiques moyennes des fragments. Une déviation systématique des énergies cinétiques sur les particules et fragments légers ( $Z < 6$ ) a été également observée. Le modèle dans la version utilisée s'est avéré incapable de reproduire les énergies cinétiques de ce



type de particules. Ceci reste un point à éclaircir et pourrait être relié à la dynamique de la collision (émission dès les premiers instants de la collision) qui n'est pas intégrée dans le genre d'approche statistique développée dans le modèle SMM, basée sur la description de la fragmentation à partir du freeze-out du système.

Une comparaison purement expérimentale sur les fragments avec les données de multifragmentation du système  $\text{Xe} + \text{Sn}$  (sélectionnées avec l'A.C.P.) a également confirmé l'absence de composante d'énergie collective d'expansion aussi bien lors de la confrontation avec les données du système  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 52 AMeV (énergie incidente comparable) que celles à 90 AMeV (énergie d'excitation thermique du même ordre). Ceci montre que la présence d'une composante collective d'expansion radiale est directement reliée à l'aspect "compression" lors de la collision entre ions lourds (cette compression étant d'autant plus forte que le système est symétrique). D'autre part, la comparaison des systèmes  $\text{Xe} + \text{Sn}$  à 50 AMeV et  $\text{Ni} + \text{Au}$  à 90 AMeV démontre que le degré de fragmentation du système nucléaire est principalement dépendant de l'énergie d'excitation thermique mise en jeu dans ce système (pratiquement la même ici), et justifie ainsi l'hypothèse de découplage au premier ordre des parts thermique et collective prescrite dans la plupart des modèles de multifragmentation statistique. Ainsi, seule la part thermique influence le partitionnement du système, l'énergie collective d'expansion radiale se superposant uniquement sous forme d'un mouvement d'entraînement en vitesse. Evidemment, cette affirmation n'est valable ici que dans le cadre d'un mouvement d'expansion radiale relativement faible comparé à la part thermique. Lorsque cette part collective est du même ordre que la part thermique, ce découplage n'est sans doute plus justifié, comme il a été montré à plus haute énergie [REISDORF97].

En ce qui concerne les comparaisons effectuées à partir des caractéristiques des particules légères, nous avons pu mettre en évidence une composante haute énergie pour des angles proche de la direction perpendiculaire au faisceau. Plusieurs hypothèses concernant cette composante peuvent être avancées. Tout d'abord, on peut supposer que même à des angles proches de  $90^\circ$  dans le centre de masse, une composante hors équilibre subsiste. Cette composante peut aussi être émise juste avant la fragmentation du système, lors de la phase d'expansion conduisant à la formation des fragments. Dans ce cas, les particules légères subiraient alors un mouvement collectif radial, qui augmenterait leur énergie cinétique. On peut aussi supposer que le système possède une certaine quantité de moment angulaire qui pourrait expliquer les valeurs des énergies obtenues. Le modèle SMM utilisé pour effectuer les comparaisons n'intègre pas ces descriptions, tout comme il n'intègre pas, non plus, une déformation de la source de multifragmentation qui peut également contribuer à ce phénomène.

La comparaison entre données expérimentales a permis de montrer qu'une contribution non négligeable des particules légères est émises avant la configuration du freeze-out : soit ces espèces sont émises dès les premiers instants de la collision, ce qui semble être le cas, soit elles sont émises lors de la phase d'expansion conduisant à la configuration du freeze-out

et cela indique des temps de fragmentation différents entre les deux systèmes symétrique et asymétrique.

Nous ne pouvons donc pas conclure quant à l'origine des valeurs élevées des énergies des particules légères. Cependant, il est intéressant de noter qu'une contribution importante est gouvernée par la dynamique de la collision et indique sans ambiguïté que la voie d'entrée a une influence sur la fragmentation du système. Les particules légères semblent donc beaucoup plus sensibles à la voie d'entrée que les fragments, et notamment en ce qui concerne la phase comprise entre l'interaction initiale entre les deux partenaires de la collision et le freeze-out. L'étude en parallèle de systèmes symétrique et asymétrique permet en outre, d'accéder à des informations concernant la phase précédant la fragmentation, et donc concernant les temps de fragmentation, qui sont certainement différents pour deux asymétries différentes de voie d'entrée.

### Perspectives

Afin de pouvoir effectuer des comparaisons plus poussées pour notamment accéder à des corrélations entre particules et fragments, nous sommes convaincus que des comparaisons expérimentales avec des systèmes asymétriques mais, cette fois, en cinématique inverse (pour s'affranchir des problèmes liés aux seuils de détection) pourrait permettre d'aller plus loin dans la confrontation avec des modèles théoriques, mais aussi avec des données expérimentales provenant de systèmes symétriques. La collection de l'ensemble de l'information devient en effet, cruciale pour ces études.

Un autre aspect concerne les deux modes de desexcitation que nous avons pu mettre en évidence, à savoir un processus de type évaporation et un processus de type multifragmentation. Une énergie incidente comprise entre 32 et 52 AMeV permettrait d'étudier ces modes de désintégration dans des proportions statistiques équivalentes.

Nous avons aussi voulu traiter dans cette étude des aspects thermodynamiques associés aux collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi concernant la multifragmentation. Un certain nombre d'observables (énergies cinétiques notamment) pour des particules ( $Z < 6$ ) montrent des déviations importantes par rapport à un scénario d'équilibre thermique. Une analyse plus poussée des propriétés de ces particules peut être envisagée. D'une part, en intégrant dans un modèle statistique des paramètres relatifs à du moment angulaire ou à une déformation de la source, et d'autre part dans la cadre d'une étude incluant les aspects temporels de la collision, comme cela est déjà fait par la mise en place de simulations à N corps soit de dynamique moléculaire [AICHELIN91], [FELDMIEIER97], [SUGAWA99], soit d'équation de transport [GUARNERA97]. La comparaison des données avec un modèle dynamique décrivant le processus conduisant à la fragmentation, peut nous informer sur les différences existant entre deux systèmes d'asymétrie différente pour ce processus de desexcitation. Parallèlement, ce genre d'analyse permettrait de contraindre fortement les modèles par rapport à ce degré de liberté qu'est l'asymétrie en masse.

L'aspect d'équilibration chimique du système pourrait alors être abordé en étudiant notamment les rapports isotopiques de production de particules et fragments [XU00]. L'influence du degré de liberté de l'isospin (rapport neutron sur proton) sur les modes de désexcitation, notamment de la multifragmentation, peut aussi être évalué. En effet, des travaux théoriques montrent que pour la matière nucléaire asymétrique en isospin, il est prédit l'existence d'une zone d'instabilités chimiques, comparables à la zone spinodale "classique" (instabilités mécaniques), appelée zone spinodale diffusive [MÜLLER95], [CHOMAZ99].

## *Annexes*

## Annexe A

# Tenseur de forme de l'événement

L'analyse tensorielle est basée sur la construction d'un tenseur caractéristique de la forme d'un événement [CUGNON83]. Ce tenseur a pour composantes :

$$Q_{i,j} = \sum_{\nu=1}^N \gamma P_i(\nu) P_j(\nu)$$

Toutes les particules de l'événement sont considérées dans ce calcul.

$P_{i(j)}$  représentent l'impulsion de la particule  $\nu$  dans le repère selon l'axe  $i$  ( $j$ ), les indices courants  $i$  et  $j$  représentent les trois coordonnées cartésiennes.

$\gamma$  est un facteur qui permet de changer la signification physique du tenseur :

si  $\gamma = \frac{1}{P(\nu)^2}$  le tenseur représente une distribution de particules (pas de dimension)

si  $\gamma = \frac{1}{P(\nu)}$  le tenseur a la dimension d'une impulsion

si  $\gamma = \frac{1}{2m(\nu)}$  le tenseur a la dimension d'une énergie

où  $P(\nu)$  est le module du vecteur impulsion de la particule  $\nu$  et  $m(\nu)$  sa masse.

De manière générale, c'est le tenseur en énergie qui est le plus souvent utilisé. En effet, le premier donne à chaque particule un poids dépendant de sa masse et de sa vitesse de façon équivalente et le deuxième (tenseur en impulsions) est dominé par les fragments lourds.

La diagonalisation du tenseur en énergie détermine les trois axes principaux et les trois valeurs propres qui représentent la répartition énergétique de l'événement suivant ces trois axes, schéma A.1. Dans l'espace des vitesses, la forme de l'événement est alors schématisée par un ellipsoïde dont chaque axe est déterminé par son vecteur propre et sa valeur propre. Le plus grand axe de l'ellipsoïde (axe 3) représente la direction privilégiée de l'émission des particules. L'angle de flot  $\theta_{flot}$  est l'angle qu'il forme avec l'axe du faisceau.

La normalisation des trois valeurs propres (par convention  $\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$ ) nous permet d'accéder à la forme de l'événement en définissant des variables globales suivantes : la sphéricité (S), la coplanarité (C) et l'aplanarité (A) :

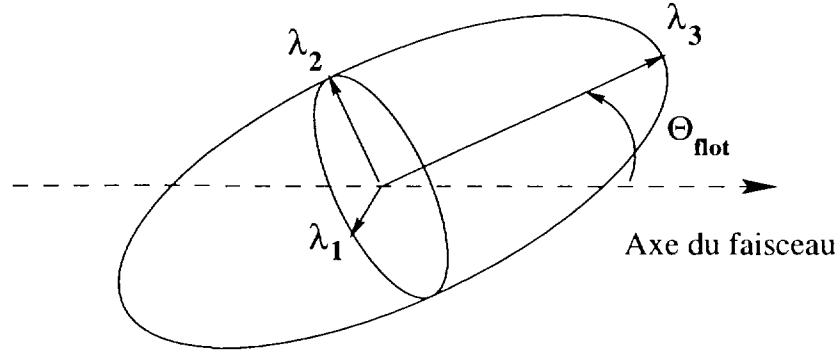


Figure A.1: Ellipsoïde caractéristique de l'événement

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3)$$

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1)$$

$$A = \frac{3}{2}\lambda_1$$

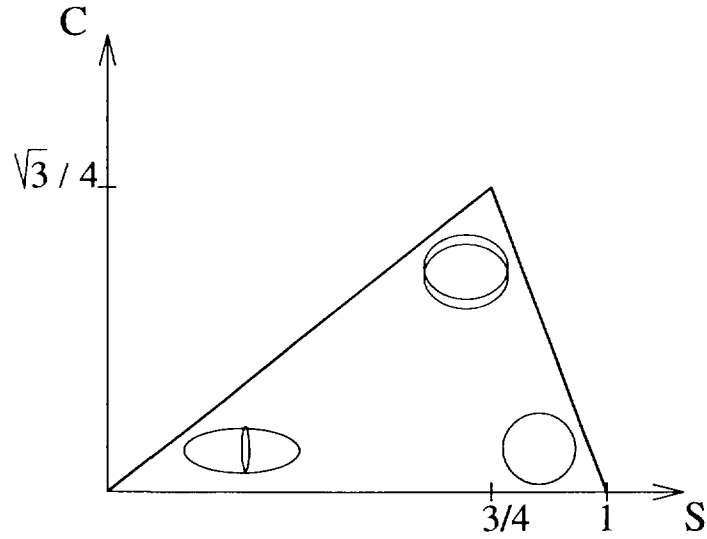


Figure A.2: Domaine de variation de la sphéricité et de la coplanarité.

Cette représentation permet de définir trois formes principales différentes, figure A.2. Les événements de forme allongée (dits de type cigare) pour  $C \sim 0$  et  $S \sim 0$ , les événements en forme de disque pour  $C \sim \sqrt{3}/4$  et  $S \sim 3/4$  et les événements en forme de sphère pour  $C \sim 0$  et  $S \sim 1$ .

## Annexe B

# Analyse multidimensionnelle

### A Généralités

Les analyses multidimensionnelles permettent d'étudier une grande quantité d'informations comme c'est notamment le cas lors d'analyses des données issues d'expériences en Physique Nucléaire (nombreux événements à grande multiplicité). On peut ainsi traiter une statistique très importante en nombre d'événements mais aussi en nombre de variables décrivant ces mêmes événements. L'intérêt de ces méthodes réside dans le fait qu'elles s'effectuent en prenant en compte toutes les variables physiques. Les corrélations entre elles sont alors mises en évidence, hiérarchisées et ainsi l'information est synthétisée (nous verrons comment). L'un de nos objectifs est également de condenser l'information sur quelques variables discriminantes.

Le schéma B.1 illustre cet objectif. En effet, les groupes 1 et 2 sont distincts sur le graphe mais l'analyse séparée des 2 variables A et B (histogrammes) ne nous permet pas de les distinguer correctement. L'axe C est celui qui permet le mieux d'isoler les deux groupes (cet axe sera appelé axe principal).

Comme indiqué dans le chapitre 4, il existe trois types d'analyses multidimensionnelles : l'analyse factorielle des correspondances, l'analyse factorielle discriminante et l'analyse en composantes principales. Nous ne nous intéresserons dans cette annexe qu'à la dernière puisque, c'est celle que nous avons choisie d'utiliser dans notre analyse comme méthode de sélection des événements. Pour de plus amples informations concernant toutes ces techniques, le lecteur pourra se référer aux articles et livres suivants [MJAHE87], [DÉSESQUELLES94].

#### A.1 Principe

Les données issues de collisions d'ions lourds définissent un nuage de points dans l'espace des variables. L'analyse multidimensionnelle consiste à analyser la forme de ce nuage,

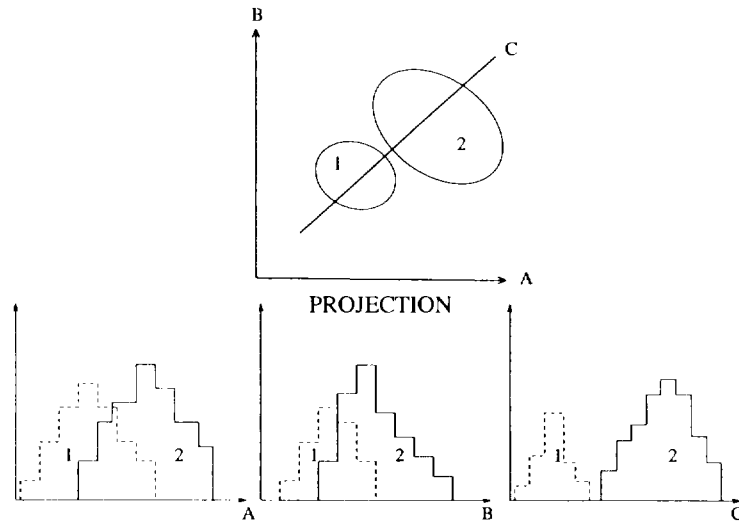


Figure B.1: *Projection des groupes 1 et 2 sur les différents axes A, B et C*

à en rechercher les axes d'inertie et à projeter les données sur ces axes dits principaux.

## A.2 Quelques définitions

### A.2.1 Mesure de corrélation

La corrélation entre deux variables X et Y se mesure par la covariance :

$$\sigma_{X,Y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \langle X \rangle)(Y_i - \langle Y \rangle)$$

où les  $X_i$  (  $Y_i$  ) sont les N mesures de X et Y et  $\langle X \rangle$  et  $\langle Y \rangle$  sont les moyennes de X et Y :

$$\langle X \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i$$

La dispersion d'une variable autour de sa valeur moyenne est obtenue par la variance :

$$\sigma_X^2 = \sigma_{X,X}$$

Le coefficient de corrélation linéaire entre les variables X et Y ,compris entre -1 et 1, est calculé en normalisant la covariance :

$$\rho_{X,Y} = \frac{\sigma_{X,Y}}{\sigma_X \sigma_Y}$$



### A.2.2 Espace de Hilbert

Soit l'espace de Hilbert défini sur l'ensemble des variables  $X_i$ , son référentiel est lié à l'ensemble de ces variables et chaque vecteur de base est relatif à l'une d'elles.

Cet espace est muni du produit scalaire :

$$X_i X_j = \sigma_{X_i X_j}$$

et de la norme :

$$||X|| = \sigma_X$$

La norme d'un vecteur est donc l'écart-type  $\sigma_{X_i}$  de la variable, d'où :

$$X_i X_j = ||X_i|| ||X_j|| \cos \theta_{i,j} = \sigma_{X_i} \sigma_{X_j} \cos \theta_{i,j}$$

On obtient alors :

$$\cos \theta_{i,j} = \frac{\sigma_{X_i, X_j}}{\sigma_{X_i} \sigma_{X_j}}$$

Le cosinus de l'angle  $\theta_{i,j}$  entre les vecteurs représente donc le coefficient de corrélation linéaire entre les variables.

Le nombre de variables indépendantes correspond à la dimension de l'espace de Hilbert (si une variable est une combinaison linéaire des autres alors la dimension de l'espace diminue d'une unité).

## A.3 Méthode

### A.3.1 Matrice de variance-covariance

Soit un ensemble de N événements ayant P variables. On définit alors une matrice individus-caractères à N lignes et P colonnes :

$$X = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} & \dots & x_{1P} \\ x_{21} & x_{22} & \dots & x_{2P} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ x_{N1} & x_{N2} & \dots & x_{NP} \end{pmatrix}$$

Il est très difficile de travailler sur des nombres d'échelles différentes. Afin de s'affranchir de ce problème, on redéfinit les variables centrées-réduites de la manière suivante :

$$x'_{k,i} = \frac{x_{k,i} - \langle x_k \rangle}{\sigma_k}$$

où  $\langle x_k \rangle$  est la valeur moyenne associée et  $\sigma_k$  est la variance :

La matrice de variance-covariance se définit alors comme une matrice carrée symétrique de dimension  $P^2$ , c'est la matrice de corrélation :

$$V_{k,l} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (x'_{k,i})(x'_{l,j})$$

Le terme  $V_{k,l}$  mesure la corrélation linéaire entre les deux variables  $k$  et  $l$ , son domaine de variation est compris entre  $-1$  et  $+1$ . Il y a une corrélation totale entre les variables si  $V_{k,l} = 1$ , une anticorrélation totale si  $V_{k,l} = -1$ . Il n'y a aucune corrélation si  $V_{k,l}$  est nul.

## B L'analyse en composantes principales

### B.1 Principe

L'analyse en composantes principales a pour but de condenser l'information sur un nombre minimum de variables, appelées variables principales. Ces variables principales s'obtiennent à partir de combinaisons linéaires des variables globales utilisées.

La projection des données sur les variables principales fournit alors une vue globale des caractéristiques des données.

### B.2 Méthode

$N$  événements et  $P$  variables (associées à chacun d'eux) sont représentés par un nuage de  $N$  points dans un espace à  $P$  dimensions. On peut alors construire la matrice variance-covariance associée à ces données.

#### B.2.1 Axes propres

La diagonalisation de cette matrice de corrélation  $V$ , qui s'écrit :

$$V = \begin{pmatrix} 1 & \rho_{X_1 X_2} & \dots & \rho_{X_1 X_P} \\ \rho_{X_2 X_1} & 1 & \dots & \rho_{X_2 X_P} \\ \dots & \dots & 1 & \dots \\ \rho_{X_N X_1} & \dots & \dots & 1 \end{pmatrix}$$

nous donne une nouvelle matrice dont la somme des éléments diagonaux est égale au nombre de variables. Les axes propres les plus importants (ceux dont les valeurs propres sont les plus élevées) sont les axes principaux, ce sont ceux qui déforment le moins les événements.

### B.2.2 Composantes principales

La projection des données dans ce nouvel espace génère les composantes principales.

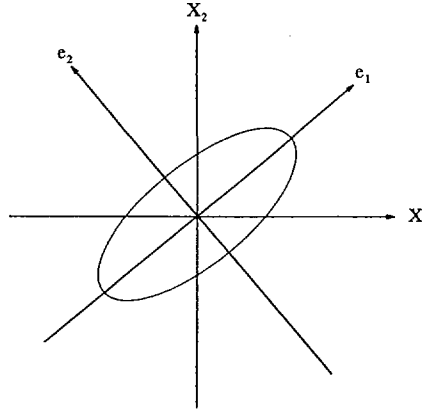


Figure B.2: *Nuage de points correspondant aux données dans le repère  $X_i$*

La figure B.2 permet l'interprétation géométrique de l'analyse en composante principales. Pour faciliter la compréhension, nous avons choisi un espace à deux dimensions. Les données forment un nuage de points dans l'espace propre. L'inertie (information) de ce nuage de points par rapport à l'axe propre  $e_i$  est définie par :

$$I_k = \frac{\lambda_k}{\sum_{j=1}^P \lambda_j}$$

Lors d'une A.C.P., on utilise uniquement les deux axes principaux car il n'est pas très aisé de travailler dans un espace de dimension supérieure. Si l'information portée par ces deux axes principaux  $I_1 + I_2$  est de l'ordre de 80%, on considère que la représentation sur ces deux axes est suffisante et que l'éventuelle perte d'information n'est pas préjudiciable aux analyses.

## C Exemple

Le tableau B.1 repertorie les variables utilisées pour l'A.C.P. ainsi que les résultats des calculs de leur moyenne et de leurs écart-types. Ces valeurs ont été obtenues lors de la seconde A.C.P. sur le système Xe + Sn à 50 A.MeV.

Variable	Moyenne	Ecart-type
Mplc	20.62	5.65
Mimf	5.25	1.85
Zfast	19.86	9.75
Efast	1729.02	1139.37
Ztotred	0.72	0.10
Ptotred	0.84	0.11
Rp	0.28	0.31
Vzrec	6.63	1.29
Etred	0.12	0.47 E-01
Flow	14.41	13.42
Spher	0.32	0.19
coplan	0.97E-01	0.66E-01
T2max	0.87	0.11
H2	0.47	0.23
H4	0.36	0.21
Y3min	0.67	0.75
Y3max	2.96	1.47
Az	0.28	0.25
Sper(plc)	0.66	0.13
Eiso	672.29	458.07
TKE	715.05	257.36
Zbound	45.99	9.59
F2	-0.11	0.66

TAB. B.1 - Valeurs moyennes et écarts-type des variables utilisées lors de l'A.C.P..

## *Bibliographie*

# Bibliographie

- [D'AGOSTINO95] M. D'AGOSTINO et al. *Time scale and freeze-out volume in the Xe + Cu reaction at 45 A.MeV*. Zeitschrift für Physik, volume A353, pages 191–196, (1995).
- [D'AGOSTINO96] M. D'AGOSTINO et al. *Statistical multifragmentation in central Au + Au at 35 A.MeV*. Physics Letters, volume B371, pages 175–180, (1996).
- [D'AGOSTINO99] M. D'AGOSTINO et al. *Thermodynamical theatures of multifragmenation in peripheral Au + Au collisions at 35 A.MeV*. Nuclear Physics, volume A650, pages 329–357, (1999).
- [AICHELIN91] J. AICHELIN. *Quantum molecular dynamics-A dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ions collisions*. Physics Report, volume 202, pages 233–360, (1991).
- [AIELLO95] S. AIELLO et al. . Nuclear Physics, volume A583, pages 461c, (1995).
- [AVDEYEV98] S.P. AVDEYEV et al. . European. Physics Journal, volume A3, pages 75–83, (1998).
- [BACRI95] C.O. BACRI et al. *Onset of vaporisation for the Ar+Ni System*. Physics Letters, volume B353, pages 27–31, (1995).
- [BEAULIEU00] L. BEAULIEU et al. *Signals for transition from surface to bulk emission in thermal multifragmentation*. Preprint, nucl-ex/0004005, (2000).
- [BENLLIURE95] J. BENLLIURE. *Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction Xe + Sn à 50MeV/A*. Thèse, Université de Valence, (1995).
- [BERTSCH83] G. BERTSCH and P.J. Siemens. *Nuclear Fragmentation*. Physics Letters, volume B126, pages 9–12, (1983).
- [BETHE30] H.A. BETHE. Annals of Physics, volume 5, pages 325, (1930).

- [BIZARD86] G. BIZARD et al. *A plastic multidetector for light nuclei identification at GaniI*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, volume A244, pages 483–489, (1986).
- [BIZARD93] G BIZARD et al. *From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei*. Physics Letters, volume B302, pages 162–166, (1993).
- [BOCAGE98] F. BOCAGE. *Production statistique et hors équilibre de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires*. Thèse, Université de Caen, (1998).
- [BONCHE85] P. BONCHE. *Description thermodynamique des noyaux excités*. Cours Joliot-Curie, pages 1-87, (1985).
- [BOND85] J. BONDORF et al. . Nuclear Physics, volume A443, pages 321–347, (1985).
- [BONDORF85] J. BONDORF et al. . Nuclear Physics, volume A444, pages 460–476, (1985).
- [BONDORF95] J. BONDORF et al. *Statistical multifragmentation of nuclei*. Physics Report, volume 257, pages 133–221, (1995).
- [BONASERA91] J. BONASERA and F. Gulminelli. *Competition between two and three body collisions in a dense gas at finite temperature*. Physics Letters, volume B259, pages 399, (1991).
- [BORDERIE96] B. BORDERIE et al. *Kinematical properties and composition of vaporizing sources: is thermodynamical euilibrium achieved?* Physics Letters, volume B388, pages 224–228, (1996).
- [BOUGAULT87] R. BOUGAULT et al. *"Delf", a large solid angle detection system for heavy fragments* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, volume A259, pages 473–479, (1987).
- [BOUGAULT88] R. BOUGAULT et al. *Multifragmentation production in heavy ion collisions at intermediate energy* . Nuclear Physic, volume A488, pages 255–260, (1988).
- [BOURIQUET00] B. BOURIQUET et al. *Experimental signatures of non spherical single sources produced in central Xe + Sn collisions at 32 MeV/nucleon*. Pre-print Elsevier, (2000).
- [CHOMAZ99] P. CHOMAZ and F. Gulminelli. *Phase transition in an isospin dependant lattice gas model*. Physics Letters, volume B447, pages 221–226, (1999).

- [COLI98] E. COLIN. *Etude des réactions avec formation d'un fragment lourd dans les collisions Ar+Cu, Ag et Au de 8 à 115 A.MeV*. Thèse, Université de Lyon, (1998).
- [COLIN98] E. COLIN et al. *Splintering central collisions: systematics of momentum and energy deposition for (17-115) A.MeV Ar*. Physical Review, volume C57, pages 1032–1036 (1998).
- [COLIN95] J. COLIN et al. *Angular momentum transfer in peripheral reactions at intermediate energies*. Nuclear Physics, volume A 593, pages 48, (1995).
- [COPINET90] N. COPINET. *Multidétecteur INDRA. Simulation de la géométrie et étude des détecteurs Silicium* Thèse, Université de Caen, (1990).
- [CUGNON83] J. CUGNON and D.L'Hôte. *Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collision*. Nuclear Physics, volume A397, pages 519–543, (1983).
- [CUSSOL] D. CUSSOL . *Private communication*.
- [DÉSESQUELLES94] P. DÉSESQUELLES. *Analyse multidimensionnelle, des données brutes à la physique*, Ecole Joliot Curie, pages 269–311, (1994).
- [DÉSESQUELLES00] P. DÉSESQUELLES et al. *New method for the discrimination of single-source events in heavy-ions collisions*. Preprint, pages , 2000.
- [DURAND93] D. DURAND et B.Tamain. *La théorie statistique: perspectives et limites*. Ecole Joliot Curie, pages , (1993).
- [DROUET85] A. DROUET. Thèse, Université de Caen, (1985).
- [DRAIN89] D. DRAIN. Nuclear Instruments and methods, volume A 281, pages 528 (1989).
- [FELDMEIER97] H. FELDMEIER and J. Schnack. *Fermionic Nuclear Dynamic*. Progress in Particule and Nuclear Physics, volume 39, (1997).
- [FRANKLAND98] J.D. FRANKLAND. *Etude de systèmes très lourds observés avec INDRA. Première mise en évidence d'un effet de volume dans le processus de multifragmentation nucléaire*. Thèse, Université d'Orsay, (1998).
- [FRANKLAND00] J.D. FRANKLAND et al. *Multifragmentation of a very heavy nuclear system*. Submitted to Nuclear Physics, (2000).
- [FOX78] G.C. FOX and S.Wolfram. *Observables for tyhe analysis of event shapes in the  $e^+ e^-$  annihilations and other processes*. Physical Review Letter, volume 41, pages 1581–1585, (1978).



- [GALICHET98] E. GALICHET. *Effets dynamiques dans le système Ar + Ni à 95 A.MeV: utilisation de la densité de charges pour une comparaison avec un modèle microscopique de transport*. Thèse, Université de Lyon, (1998).
- [GENOUIN99] E. GENOUIN. *Détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles produits dans les collisions d'ions lourds Xe + Sn*. Thèse, Université de Caen, (1999).
- [GHARIB98] T. GHARIB et al. *Fragment multiplicity distributions, a signal of true nuclear multifragmentation*. Physics Letters, volume B444, pages 231–236, (1998).
- [GOBBI93] A. GOBBI et al. *A highly-segmented  $\Delta E$ -time of light wall as forward detector of a  $4\pi$  system for charged particles at the SIS/ESR accelerator*. Nuclear instruments and methods, volume A324, pages 156–190, (1993).
- [GROSS90] D.H.E. GROSS. *Statistical decay of very hot nuclei, the production of large clusters*. Reports on Progress in Physics, volume 53, pages 605–658, (1990).
- [GUARNERA96] A. GUARNERA. *3D Stochastic mean-field simulations of the spinodal fragmentation in dilute nuclei*. Physics Letters, volume B373, pages 267–274 (1996).
- [GUARNERA97] A. GUARNERA et al. *Multifragmentation with Brownian one-body dynamics*. Physics Letters, volume B403, pages 191–196, (1997).
- [HAMILTON96] T.M. HAMILTON et al. *Changing source characteristics during multifragment decay* Physical Review, volume C53, pages 2273–2286, (1996).
- [HAUSER52] W. HAUSER and H.Feshbach. *The inelastic scattering of neutrons*. Physical Review, volume 87, pages 366–373, (1952).
- [IORI93] I. IORI et al. *A multielement detector array for heavy fragments emitted in intermediate energy nuclear reactions*. Nuclear Instruments and methods, volume A325, pages 458, (1993).
- [KREUTZ93] P. KREUTZ et al. *Charge correlations as a probe of nuclear disassembly*. Nuclear Physics, volume A556, pages 672–696, (1993).
- [KNOLL79] G.F. KNOLL. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and Sons (1979).
- [Kox84] S. KOX et al. *Direct measurements of heavy ion total reaction cross sections at 30 and 83 A.MeV*. Nuclear Physics, volume A420, pages 162–172, (1984).

- [KWIATKWOSKI95] K. KWIATKWOSKI et al. *The Indiana silicon sphere  $4\pi$  charged particle detector array*. Nuclear Instruments and methods, volume A360, pages 571 (1995).
- [DE LAGARDE] J. DE LAGARDE. *Initiation à l'analyse des données*. Edition Dunod.
- [LE FEVRE97] A. LE FEVRE. *Etude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments*. Thèse, Université Paris VII, (1997).
- [LEMIÈRE92] J. LEMIÈRE. *Etude des interactions  $Kr + Ar$ ,  $Kr + Au$ ,  $Kr + T$  à 27 et 43 MeV/uma en termes de variables globales*. Thèse, Université Caen, (1992).
- [LE NEINDRE99] N. LE NEINDRE. *Aspect thermodynamique de la multifragmentation  $Xe + Sn$  32 à 50 A.MeV*. Thèse, Université Caen, (1999).
- [LE NEINDRE00] N. LE NEINDRE et al. *Negative heat capacities in central  $Xe + Sn$  reactions*. Proceeding of the international XXXVIII Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio(Italy), (2000).
- [LISA95] M.A. LISA et al. *Radial flow in  $Au + Au$  collisions at  $E=(0.25-1.15)$  A.GeV*. Physics Review Letters, volume 75, pages 2662–2665, (1995).
- [LOPEZ93] O. LOPEZ. *Mise en évidence d'un mécanisme simultané de production de fragments dans les collisions centrales du système  $Kr + Au$  à 60A.MeV*. Thèse, Université de Caen, (1993).
- [LOUVEL93] M. LOUVEL et al. *Multifragment decay of highly excited nuclei*. Nuclear Physics, volume A559, pages 137–156, (1993).
- [LOUVEL94] M. LOUVEL et al. *Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 A.MeV excitation energy*. Physics Letters, volume B320, pages 221–226, (1994).
- [LUKASIK97] J. LUKASIK et al. *Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of  $Xe+Sn$  at 50A.MeV*. Physical Review, volume C55, pages 1906–1916, (1996).
- [LYNEN94] U. LYNEN et al. *Aladin collaboration*. GSI report, (1994).
- [MAGDA96] M.T. MAGDA et al. *Fusionlike reaction of Ar up to 1.36 GeV : prethermalization and postthermalization particles and fragments*. Physical Review, volume C53, pages R1473–R1477, (1996).
- [MARIE95] N. MARIE. *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système  $Xe+Sn$  à 50 MeV par nucléon*. Thèse, Université de Caen, (1995).

- [MARIE97] N. MARIE et al. *A hot expanding source in 50 A.MeV Xe+Sn central reactions*. Physics Letters, volume B391, pages 15–21, (1997).
- [MASQUAY99] A.M. MASQUAY. *Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni + Ni 32A.MeV*. Thèse, Université de Lyon, (1999).
- [METIVIER95] V. METIVIER. *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u: apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA*. Thèse, Université de Caen, (1995).
- [MJAHE87] M. MJAHE. *Application de la méthode d'analyse discriminante à la reconnaissance des jets et de la nature des partons dans les réactions  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$* . Thèse, Université de Clermont, (1987).
- [MORETTO75] L.G. MORETTO. Nuclear Physics, volume A247, pages 211, (1975).
- [MORETTO93] L.G. MORETTO and G.J. Wozniak. *Multifragmentation in heavy-ion processes*. Annual Review Nuclear Particules sciences, volume 43, pages 379, (1993).
- [MÜLLER95] H. MÜLLER and B. Serot. *Phase transitions in warm, asymmetric nuclear matter*. Physical Review, volume C52, pages 2072, (1995).
- [NGUYEN98] A. NGUYEN. *Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire*. Thèse, Université de Caen, (1998).
- [NORMAND00] J. NORMAND. Private communication, (2000).
- [PARLOG96] M. PARLOG et al. *Rétalonnage des CsI des couronnes 10-17 d'INDRA à l'aide des télescopes étalons*. Conférence interne, (1996).
- [PARLOG00] M. PARLOG et al. *Response of the CsI(Ti) scintillators over a large range in energy and atomic number of incident ions studied through INDRA experimental data*. Preprint, (2000).
- [PEGHAIRE90] A. PEGHAIRE et al. *Tonneau: a multidetector array for charged-particle and light-fragment  $4\pi$  detection*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, volume A295, pages 365–372, (1990).
- [PHAIR92] L. PHAIR et al. *Impact parameter filter for Au + Au collisions at  $E/A=50, 80$  and 110 MeV*. Nuclear Physics, volume A548, pages 489–509, (1992).
- [POGGI95] G. POGGI et al. *Evidence for collective expansion in light particle emission following Au + Au collisions at 100, 150 and 250 A.MeV*. Nuclear Physics, volume A586, pages 755–776, (1995).

- [POUTHAS95] J. POUTHAS et al. *INDRA, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, volume A 357, pages 418, (1995).
- [POUTHAS96] J. POUTHAS et al. *The electronics of the INDRA  $4\pi$  detection array*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, volume A 369, pages 222, (1996).
- [REISDORF97] W. REISDORF et al. *central collisions of Au on Au at 150, 250 and 400 A.MeV* Nuclear Physics, volume A612, pages 493–556, (1997).
- [RIVET96] M.F. RIVET et al. *Vaporisation events from binary dissipative collisions*. Physics Letters, volume B388, pages 219–223, (1996).
- [RIVET99] M.F. RIVET et al. *Multifragmentation of heavy systems around the Fermi range energy: compression, radial expansion and volume instabilities*. Proceeding of the international workshop XXVII on Gross properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, pages 293–305, (1999).
- [RUDOLF91] G. RUDOLF et al. Publication CRN Strasbourg, volume 91-06, (1991).
- [SALOU97] S. SALOU . *Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système Xe+Sn entre 32 et 50 A.MeV: mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out*. Thèse, Université de Caen, (1997).
- [SCHAUENBURG99] B. de SCHAUENBURG . *Multifragmentation et thermalisation dans les collisions centrales d'ions lourds dans le domaine d'énergie 100-400 A.MeV*. Thèse, Université de Strasbourg, (1999).
- [SCHÜTTAUF96] A. SCHÜTTAUF et al. *Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies*. Nuclear Physics, volume A607, pages 457–486, (1996).
- [SOUZA90] R.T. SOUZA et al. *The MSU Miniball  $4\pi$  fragment detection array*. Nuclear instruments and methods, volume A295, pages 109–122, (1990).
- [SOUZA93] R.T. SOUZA et al. *Expansion effects in intermediate energy heavy-ion reactions*. Physics Letters, volume B300, pages 29–33, (1993).
- [STECKMEYER95] J.C. STECKMEYER. *The Phoswich detector array of the forward ring of Indra*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, volume A361, pages 472–481, (1995).
- [STOKSTAD84] R. STOKSTAD. *Treatise on Heavy Ion Science*. A.Bromley, volume 3, (1984).

- [SUFFERT88] M. SUFFERT. *Nouveaux scintillateurs et techniques associées*. Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire Maubuisson, (1988).
- [SUGAWA99] M. SUGAWA and H. Horiuchi. *Nuclear phase transition studied with anti symmetrized molecular dynamics with momentum fluctuations : a microscopic analysis without model assumption*. Physical Review, volume C60, 064607 (1999).
- [SURAUD90] E. SURAUD. *L'équation d'état de la matière*. Cours Joliot-Curie, volume, (1990).
- [TRAUTMANN91] W. TRAUTMANN et al. *Fragment decay in C + Au from 30 to 1100 A.MeV*. Proceeding of the aip conference : towards a unified picture of nuclear dynamics, Nikko, pages 409–421, (1991).
- [VIOLA85] V.E. VIOLA et al. *Systematics of fission fragment total kinetic energy release*. Physical Review, volume C31, pages 1550–1552, (1985).
- [WEISSKOPF37] V. WEISSKOPF. . Physical Review, volume C51, pages 69, (1937).
- [XU00] H.S. XU et al. *Isospin fractionation in Nuclear Multifragmentation*. Pre-print nucl-ex, 9910019, (2000).

## Résumé :

Les collisions d'ions lourds sont un des moyens de perturber fortement un système nucléaire et de l'amener loin de son état d'équilibre. Ce mémoire concerne les réactions les plus violentes du système Ni + Au de 32 à 90 AMeV. Ces événements sont détectés par le multidétecteur INDRA et isolés avec l'Analyse en Composantes Principales (analyse multidimensionnelle). Elle permet de classer les événements selon leurs caractéristiques de détection (sans critère de complétude au préalable) et de leur degré de dissipation. Deux mécanismes de désexcitation ont été mis en évidence : l'un de type fusion/fission suivi d'une évaporation (type basse énergie) et l'autre de type multifragmentation. Ces deux mécanismes sont coexistants à 32 et 52 AMeV alors qu'un seul subsiste à 90 AMeV. Les deux mécanismes de désexcitation sont accompagnés d'une composante reliée à la phase initiale de la réaction. Les fluctuations en énergie liées à cette composante entraînent des variations du dépôt en énergie dans le système et déterminent l'un ou l'autre des mécanismes observés.

Les données expérimentales de multifragmentation du système Ni + Au (52 et 90 AMeV) ont été confrontées aux prédictions d'un modèle statistique et aux données de multifragmentation issues du système symétrique Xe + Sn à 50 AMeV (mesuré avec INDRA). Ces comparaisons ont mis en évidence l'absence d'énergie collective radiale pour les fragments ( $Z \geq 10$ ) pour le système Ni + Au, et ont montré que le degré de fragmentation dépend principalement de l'énergie d'excitation thermique. Les énergies cinétiques moyennes des particules et des fragments légers ( $Z \leq 10$ ) sont plus élevées pour le système Ni + Au que pour le système Xe + Sn. Cette observation montre que ces espèces sont plus sensibles à la voie d'entrée dans un système asymétrique que dans un système symétrique (pour le même nombre total de nucléons).

## Abstract :

Heavy ion collisions are one of tools for studying nuclear system far away from its equilibrium state. This work concerns the most violent collisions in the Ni + Au system for incident energies ranging from 32 up to 90 AMeV. These events were detected with the multidetector INDRA and selected by the Principal Component Analysis (multidimensional analysis). This method classifies the events according their detection features and their degree of dissipation. We observed two desexcitation mechanisms: a fusion/fission - evaporation process and a multifragmentation process. Those two coexist from 32 to 52 AMeV whereas only one subsists at 90 AMeV. For those two mechanisms, an component was observed which seems to be linked to the initial phase of the reaction. The energy fluctuations of this component leads to variations in the energy deposit which determines the desexcitation of the system.

The experimental multifragmentation data of the Ni + Au system (52 and 90 AMeV) were compared to the predictions of a statistical model and to the experimental data of the system Xe + Sn at 50 AMeV (also detected with INDRA). These comparisons show the lack of collective radial energy for fragments ( $Z \geq 10$ ) in the Ni + Au system, and show that the degree of multifragmentation depends of the thermal excitation energy. Mean kinetic energies of particles and lights fragments ( $Z \leq 10$ ) are larger in the Ni + Au system than the Xe + Sn system. This observation shows that these particles are more sensitive to the entrance channel for an asymmetric system than for a symmetric system (for the same number of nucleons).

## Mots Clés

Physique Nucléaire  
Interaction d'ions lourds  
Détecteur de rayonnement  
Equations d'état  
Fusion nucléaire  
Réactions de fragmentation

## Key Words

Nuclear Physic  
Heavy-ions interaction  
Radiation detectors  
Equations of state  
Nuclear fusion  
Fragmentation reactions